物理学最前線

16

大槻義彦 編

小林-益川理論

大場一郎

ファイン・パーティクル

小林俊一

異常なカピッツァ抵抗

中山恒義

共立出版株式会社

刊行にあたって

20世紀の物理学の進歩はめざましい．1年間になされる研究の発展は，19世紀物理学の発展の10年分にも20年分にも匹敵するとさえいわれる．そしてまた，物理学の進歩は間髪を入れず産業に応用され，技術を革新し，市民の生活に大きな影響を与え，それがさらに物理学そのものを発展させる原動力にもなっている．

かくして，たった1年間の物理学の発展にすら，物理学自身追いついてゆけないという悲喜劇が生まれる．物理学会誌にのる多くの解説は，自分の専門とする分野以外さっぱり理解できないというのが現状であろう．もはや物理学者にすら理解できなくなった物理学など，文化として，人類の共通の遺産として，はたして存在価値のあるものであろうか．

もちろん，情報過多の今日，この進歩しすぎる難解な物理学を，やさしく解説しようという試みは山とある．とくに“*Physics Today*”（『パリティ』）や“*Sicentific American*”（『サイエンス』）などはきわめてユニークで意欲的で，それなりに成功しているといえるであろう．しかし，これらはあくまでも雑誌であり，たかだか数ページの内容であるから，最先端の物理学を紹介するには不十分である．一方，最先端の専門書など難解をきわめ，しかもたいていぶ厚く英文である．

そこで，“物理学の最前線”をとりあげ，十分な分量でやさしく解説する刊行物が望まれる．つまるところ，シリーズ『物理学最前線』は科学雑誌がもつやさしいトピックス解説の手法と，単行本がもつゆとりと専門性をミックスさせ，わが国科学文化に寄与しようというものである．これによって，「専門家にしかわからない」という物理学の体質を改善し，大学・高校などの教員，および専門研究者・エンジニアに最先端の物理学を広め，専門家の交流をうながし，物理学をふたたび「豊かな文化」の一員に復帰させようというものである．

大槻義彦

目　次

小林-益川理論＝大場一郎

1 章　はじめに …… 3
2 章　C, P, T 変換と CPT 定理 …… 10
2·1　ハミルトン関数と真空状態の設定 …… 10
2·2　空間反転 P …… 13
2·3　時間反転 T …… 15
2·4　荷電共役変換 C …… 16
2·5　CPT 変換と CPT 定理 …… 18
3 章　CP 不変性の破れ …… 23
3·1　$K_2^0 \to 2\pi$ の実験 …… 25
3·2　K^0 崩壊の現象論 …… 27
4 章　小林-益川理論 …… 33
4·1　ワインバーグ-サラム理論 …… 33
4·2　弱い相互作用のカレント …… 34
4·3　6 個のクォーク模型と CP の破れ …… 37
4·4　小林-益川行列 …… 44
4·5　実験との比較 …… 46
5 章　おわりに …… 52

ファイン・パーティクル＝小林俊一

1 章　はじめに …… 59
2 章　基本的な事柄 …… 61
2·1　離散的エネルギー準位 …… 61
2·2　微粒子の電気的中性 …… 64

2·3　エネルギー準位の分布 ……………………………65
2·4　電子比熱とスピン帯磁率 …………………………70
2·5　スピン軌道相互作用 ………………………………73
3 章　微粒子を NMR で見る ……………………………79
3·1　NMR とは ………………………………………………80
3·2　ナイト・シフトとスピン格子緩和 …………………82
3·3　電気四重極相互作用 ………………………………84
3·4　金属微粒子の NMR …………………………………85
4 章　超伝導微粒子 ………………………………………96
4·1　超伝導 …………………………………………………96
4·2　微粒子のマイスナー効果 …………………………98
4·3　超伝導体の NMR ……………………………………102
4·4　超伝導微粒子の臨界磁場 …………………………105
4·5　秩序パラメターのゆらぎ …………………………112
4·6　スズ微粒子の残留ナイト・シフト ………………117
4·7　超伝導の臨界サイズ ………………………………119
5 章　その他の実験 ………………………………………120
6 章　おわりに ………………………………………………123

異常なカピッツァ抵抗＝中山恒義

1 章　序——極低温物理学とカピッツァ抵抗 ………129
2 章　カピッツァ抵抗とは ……………………………132
2·1　液体ヘリウム・固体界面での熱抵抗 R_K …………132
2·2　ハラトニコフ理論 ……………………………………134
2·3　実験 vs 理論——液体 ^{3}He の場合…………………138

2・4　実験 vs 理論——He II の場合 …… 139

3 章　正常液体 ^{3}He のカピッツァ抵抗
——バルク固体 …… 141
3・1　フェルミ液体理論 …… 141
3・2　ゼロ音波励起 …… 143
3・3　準粒子励起 …… 146
4 章　10^{-3} K 領域での異常なカピッツァ抵抗 …… 151
4・1　金属微粒子を用いた熱交換器 …… 151
4・2　フォノン・サイズ効果 …… 154
4・3　微粒子集合体とソフト・モード …… 159
4・4　ソフト・モード効果 …… 162
5 章　磁気的カピッツァ抵抗 …… 165
5・1　金属微粒子と表面局在スピン …… 165
5・2　10^{-3} K 領域での磁気的熱伝達 …… 167
6 章　1 K 領域での異常なカピッツァ抵抗 …… 172
6・1　フォノン透過係数と熱伝達 h_K …… 172
6・2　超高周波フォノンの反射
——飛行時間スペクトル …… 174
6・3　ミクロからの謎解き …… 178
7 章　おわりに …… 185

小林-益川理論

大場一郎

1章　はじめに

1974 年 11 月のことであった．北米大陸の東海岸と西海岸でほぼ同時期に高エネルギー物理の衝撃的事実が明らかにされた．一方はニューヨーク・ロングアイランドのブルックヘブン国立研究所 BNL，他方はサンフランシスコ南方パルアルトのスタンフォード大学 SLAC の 2 つの実験グループが，質量 3.1 GeV，崩壊幅 63 keV という常識はずれの新粒子を発見し，J/Ψ と名づけた[1]．陽子の 3 倍以上もの質量をもつボソンでありながら，ρ など通常素粒子より約 10^4 倍も長寿命なのである．

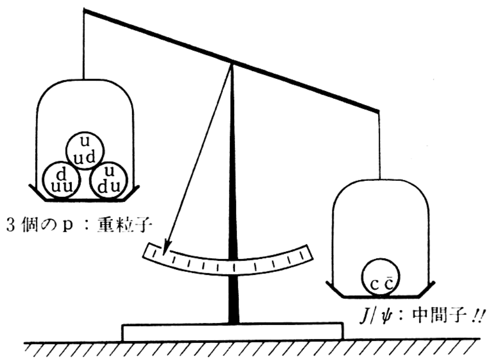


図 1.1　3.1 GeV の“中間”子

この新粒子発見のニュースは世界中の研究者に大きな衝撃を与えた．弱中間子 Z^0？ $\Omega\bar{\Omega}$ の束縛状態？ あるいはかくされたカラーの現れ？ その他数多くのアイデアが提出された．もちろん，カルテット模型[2]から予想されていたチャームクォーク束縛状態（$c\bar{c}$；チャーモニゥム）という考えは有力であったが，この考えが確立するのは 1975 年，裸のチャーム粒子 D（$c\bar{d}$ など）の発見をまたねばならなかった[3]．J/Ψ 発見は素粒子物理学に大きな変化をもたらしたが，これらの変革は「**11月革命**」と呼ばれている．

「11 月革命」以前のアンシャンレジームに相当する 1960 年代では，素粒子

物理は深い混迷状態にあり，唯一信頼できる理論としては量子電磁力学が知られているのみであった．実際，強い相互作用については，基本的相互作用が何であるか皆目見当がつかず，分散理論やカレント代数によって現象論的に分析されていたにすぎなかった．弱い相互作用についても似たような状況であった．そうはいうものの，この混迷の中にもいわゆる「**標準模型**」の種となるものが，すでに存在していた．いわく，クォーク[4]，ヤン-ミルズ理論[5]，(V-A) 相互作用[6]，GIM 機構[7]，ワインバーグ-サラム理論[8]，カラー量子数[9] などである．ただ，これらの概念が新理論の枠組みに正しく評価されるには，実験的裏づけに乏しくまだ時間が必要であった．

1970 年代になると，実験面で高エネルギー電子，ミューオン，ニュートリノビームを使ったレプトン・核子非弾性散乱が多数のグループで広範囲に遂行され，その結果，ハドロンは点状の基本要素から構成されており，構成要素の電荷は分数であること（クォーク）が確認された．また，いわゆる素粒子はその共鳴準位を含めると数百種にも及んでいたが，それらすべての質量準位・スピン・パリティは，3 種のクォーク u, d, s 模型で見事に説明できた．理論面でも，非アーベルゲージ理論のくりこみ可能性が証明され[10]，強い相互作用も場の理論の枠内で記述しうる可能性もみえてきた[11]．以上のような状況下で J/Ψ 粒子が発見され，これを契機として新しい理論——標準模型へと進展していったのである．以下で，小林-益川理論[12] の誕生した歴史的背景を簡単にふりかえってみよう．

表 1.1

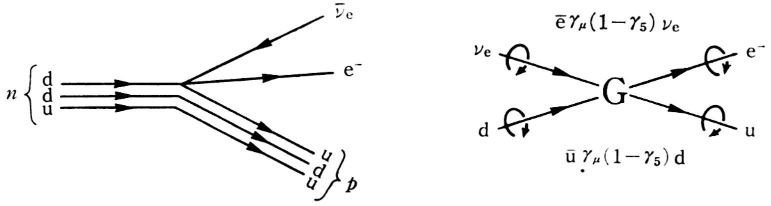
	J/Ψ 発見以前 (1974 年)			1984 年		
世　代	I	II		I	II	III
クォーク	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c(?) \\ s \end{pmatrix}$	小林-益川理論 ⟹ (1973 年)	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t(?) \\ d \end{pmatrix}$
レプトン	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$
ゲージ・ボソン	γ			γ, $W^\pm$, Z^0		
	不完全な 2 世代のクォーク・レプトンとゲージ・ボソン			3 世代のクォーク・レプトンとワインバーグ-サラム理論でのゲージ・ボソン		

新粒子発見以前に知られていたクォーク・レプトンは表 1.1 に示すように不完全な2グループ，2世代である．実は，すでにこの段階で今日の6元クォーク模型，つまり3世代クォーク・レプトンの存在を予言していたのが**小林-益川理論**なのである．1974年まではアップクォーク (u) とダウンクォーク (d)，ストレンジクォーク (s) だけが知られており，バリオンは uud (陽子)，udd (中性子)，uus(Σ^+) など3体クォーク qqq から，ボソンは $u\bar{d}(\pi^+)$，$u\bar{s}(K^+)$ などクォーク・反クォーク対 $q\bar{q}$ から構成されている．u，d はアイソスピンの第3成分の上向き，下向きに相当し，アイソスピン2重項 (u，d) をつくっている．対応するレプトンは2重項 (ν_e，e^-) であり，これらは弱相互作用を介して関係する．

アンシャンレジームにおいても弱相互作用の現象論はかなり整備されていた．例えば，中性子β崩壊をクォーク・レプトンレベルで表せば $d\rightarrow u+e^-+\bar{\nu}_e$ となり，($d\rightarrow u$) のカレントと ($\nu_e\rightarrow e^-$) のカレントの結合という型である．詳しく調べてみれば，この結合に関与するフェルミオンはすべて左巻きのスピン状態だけであることが判明した．左巻きスピン状態のカレントは後述する (V-A) 型で表されるため，弱相互作用ハミルトニアンは，クォークカレントとレプトンカレントが (V-A) 型で結合する (カレント)×(カレント) で現象論的に与えられる[6]．したがって，クォーク2重項とレプトン2重項の対応関

表 1.2　クォーク・レプトンのラグランジアン質量と量子数

クォーク	u	d	c	s	t	b
質　量	5 MeV	9 MeV	1.5 GeV	180 MeV	30-50 GeV	4.8 GeV
電　荷 (e)	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
I_3	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
c (チャーム)	0	0	1	0	0	0
s (ストレンジネス)	0	0	0	−1	0	0
t (トップネス)	0	0	0	0	1	0
b (ボトムネス)	0	0	0	0	0	−1
レプトン	ν_e	e	ν_μ	μ	ν_τ	τ
質　量	<30 eV	511 keV	<520 keV	106 MeV	<164 MeV	1.78 GeV



中性子 β 崩壊　　(V-A)型(カレント)×(カレント)結合

図 1.2　クォーク・レプトン図

係は単なる数だけの類似にとどまらず，より深い意味を持っていた．これらはウィーク 2 重項と呼ばれている．

それでは第 2 世代について，この形式はどうなっているであろうか？　レプトンはウィーク 2 重項 (ν_μ, μ^-) が用意されているが，クォークは s のみで 2 重項の相手を欠くためクォークカレントを構成できない．しかしながら，s を含む K や Σ は弱相互作用で崩壊している．これらの弱崩壊過程を詳細に分析してみると，実は第 1 世代で述べた結合方式はいくぶん修正される必要があった．つまり，左巻き u と組むのは左巻き d だけというのではなくて，左巻き s との 1 次結合であり，クォークカレントは $\cos\theta_c\,d+\sin\theta_c\,s\rightarrow u$，そして全弱相互作用ハミルトン関数は $G/\sqrt{2}$・(カレント)×(カレント) で記述できることがわかった[13]．ここで G は普遍フェルミ結合定数であり，m_p を陽子質量として $G=1.01\times10^{-5}\,m_p^{-2}$ である．

これらのカレントは反応の前後で，例えば $d\rightarrow u$ のように電荷が $\frac{2}{3}-\left(-\frac{1}{3}\right)=1$ だけ変化する．このため荷電カレントと呼ばれている．しかしながら，高次効果を考えると図 1.3 に示すような (s→d) のような**中性カレント効果**が現れる．このようなストレンジネスを変える中性カレントが現れてくることは，実験で強く否定されているので，このままでは理論は矛盾を含む．クォーク模型の立場では前の 1 次結合と直交する状態 ($-\sin\theta_c\,d+\cos\theta_c\,s$) の自由度が残されているが，この状態と対で左巻きカレントをつくるものとして新しい電荷 2/3 のクォークの存在が期待される．その上うまいことに，この

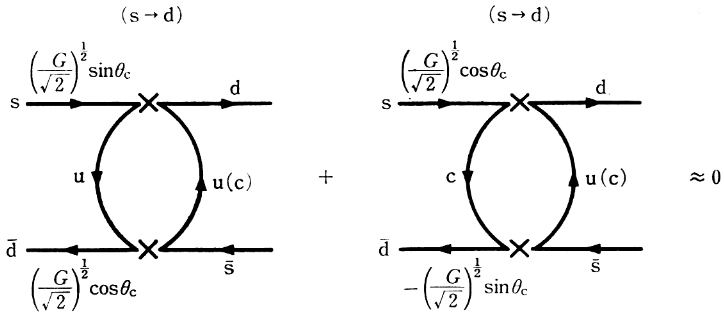


図 1.3　GIM 相殺機構

新しい状態と対を組む仮想的**チャームクォーク** c の存在を仮定すれば，この寄与によって，高次効果としてのストレンジネス変化中性カレントは禁止され，実験との矛盾も解消される．これを GIM 相殺機構と呼ぶ[7]．この理論的成功により，*J/Ψ* 発見以前でもチャームクォークの存在は確実視されていた．

これらのグループ分けは，クォーク・レプトンがウィーク 2 重項として弱相互作用に参加するという理由だけでなく，より強力な理論的後ろ盾をもっている．クォークは強相互作用もおこなうためカラー量子数をもち，その自由度 3（赤，緑，青）に対応して 3 組の対，例えば第 1 世代では $(u, d)_R$，$(u, d)_G$，$(u, d)_B$ が存在する．一般にゲージ場の量子論にフェルミオンが加われば，軸性カレント異常項が現れ，一般化されたワード-高橋の関係式が成立しなくなる．このため，理論のくりこみ可能性が保証されなくなり，その理論の信頼性が失われる[14]．しかしながら，不思議なことにこの 3 組のクォーク対と 1 組のレプトン対（ν_e, e^-）からの異常項への寄与をすべて加え合わせると完全に相殺する．他の世代でも同様であり，クォーク・レプトンのゲージ理論のくりこみ可能性が保証されるのである．1974 年の *J/Ψ* 発見はこの枠組みの正しさを実験的に証明したものであり，その後の第 3 世代の構成員発見の口火を切るものとなった．

実際，1977 年にはフェルミ国立研究所のレーダーマン（Lederman）らによって，質量 9.5 GeV の Υ 粒子（$b\bar{b}$；ボトミュウム）が発見されてボトム

クォークの存在が確認された[15]．1975 年から 1978 年にわたっては，SLAC のパール (Perl) らを中心にして質量 1.8 GeV の重いレプトン τ とそのニュートリノ ν_τ の存在も確認された[16]．第 3 世代ではトップクォークのみが残されたわけであるが，1984 年，J/Ψ を発見してからちょうど 10 年後，CERN Sp$\bar{\text{p}}$S 衝突型加速装置の UA 1 実験グループのリーダー，ルビア (Rubbia) はその 6 番目のクォークを発見したと発表した[17]．レプトンと 2 ジェットを含む 6 事例が t 存在の証拠とされた．

まず p$\bar{\text{p}}$ 衝突で弱中間子 W がつくり出され，それが t$\bar{\text{b}}$ (または $\bar{\text{t}}$b) に崩壊する．崩壊生成物 t は直ちに b とレプトン，ニュートリノに崩壊し，b と W からの $\bar{\text{b}}$ は 2 ジェットとして物質化し，結局レプトンと 2 ジェットのトポロジーが観測されたわけである．しかし，その後の詳しい分析によれば，p$\bar{\text{p}}$ 衝突で t$\bar{\text{t}}$ が対発生し，一方の $\bar{\text{t}}$(t) は直接ジェットへ，他の t がレプトンを伴うカスケード崩壊へと解釈される事例もあり，トップクォークについての最終的な結論を下すには，なお一層の実験分析が必要であろう．

前にも述べたように，小林-益川理論が画期的なのは，J/Ψ 発見に先立って理論的要請から 6 元クォーク，3 世代クォーク・レプトンの存在を仮説していることである．素粒子相互作用には各種の不連続変換に関しての対称性があるが，ある種の弱相互作用には荷電共役変換 C と空間反転変換 P の積 CP に関して不変でないものが存在している．一方，理論的にも，ワインバーグ-サラム理論はくりこみ可能なゲージ理論であることがわかった[10,14]．そこで，この理論の枠内で，CP 変換の対称性を破る弱相互作用項の含まれるクォーク模型を設定するところに小林-益川理論の動機があった．彼らの得た結論は当時確実視されたカルテットクォーク模型の枠内では不可能であるが，6 元クォーク模型ならば可能というものであった．

現在，小林-益川理論は特に第 2，第 3 世代クォークの関与する現象を分析する際に，ひとつのスタンダードとなっている．以下では，まず場の理論の基礎的枠組みのひとつである CPT 定理を簡単に説明し，CP 不変性を破る現象を初めて明らかにした実験について述べることから出発する．そして，ゲージ理

論の進展から，小林-益川理論の誕生した経緯を述べ，最近の実験データや理論分析にふれる．

2章　C, P, T変換とCPT定理

素粒子の反応や崩壊を記述するには第二量子化の方法，つまり場の量子論が使われる．素粒子の相互作用では，素粒子が生成，消滅して全く異なるものへと転化してゆく．第二量子化の方法はこのような過程を記述するのに都合よい．第二量子化では電磁場や中間子の波動関数，陽子・中性子の波動関数など時空間座標 $x_\mu=(x_0=ct, \boldsymbol{x})$ の関数を場の演算子と見なす．例えば，中性スカラー波動関数 $\phi(x)$ を完全系 $\{1/(2\pi)^{3/2}\cdot \mathrm{e}^{-ipx},\ 1/(2\pi)^{3/2}\cdot \mathrm{e}^{ipx}\}$ で

$$\phi(x)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{\mathrm{d}^3p}{\sqrt{2\omega_\mathrm{p}}}\left[a(\boldsymbol{p})\mathrm{e}^{-ipx}+a^\dagger(\boldsymbol{p})\mathrm{e}^{ipx}\right] \qquad (2.1)$$

と展開し，展開係数 $a(\boldsymbol{p})$, $a^\dagger(\boldsymbol{p})$ を演算子とする．ここで，$p_\mu=(p_0, \boldsymbol{p})$ は四元運動量，μ をスカラー粒子の質量として，$\omega_\mathrm{p}=\sqrt{\boldsymbol{p}^2+\mu^2}$, $p_0=\omega_\mathrm{p}$, $px=p_0x_0-\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{x}$ である．後で述べるように，この演算子は調和振動子の演算子と同一の代数構造をもつので，場の量子論は各モードごとに独立な調和振動子をはりつけた連続無限個の調和振動子の集合系と見なせる．まず系を規定するハミルトン関数と真空について簡単にふれ，各種変換に対する系の不変性を議論する．

2·1　ハミルトン関数と真空状態の設定

系の時間発展は古典論と同様にハミルトン関数Hで記述されるが，Hは演算子である．スカラー自由場では

$$H=\int\mathrm{d}^3x\,\mathscr{H}(\boldsymbol{x}, t)$$

$$=\frac{1}{2}\int \mathrm{d}^3x[\pi^2+(\nabla\phi)^2+\mu^2\phi^2] \tag{2.2}$$

で与えられる．ハミルトン関数密度 $\mathscr{H}$ はラグランジュ関数密度 $\mathscr{L}=\frac{1}{2}[\dot{\phi}^2-(\nabla\phi)^2-\mu^2\phi^2]$ をルジャンドル変換した $\mathscr{H}=\pi\dot{\phi}-\mathscr{L}$ である．第二量子化は量子力学と同様に，対応する古典論のポアソン括弧式を［交換積］$/i\hbar$ で置き換えればよい．場の量 $\phi(x)$ と共役運動量 $\pi(x)=\partial\mathscr{L}/\partial\dot{\phi}$ の間にこの意味での正準交換関係 $[\phi(x),\pi(y)]_{x_0=y_0}=i\hbar\delta(\vec{\boldsymbol{x}}-\vec{\boldsymbol{y}})$，$[\phi(x),\phi(y)]_{x_0=y_0}=[\pi(x),\pi(y)]_{x_0=y_0}=0$ を設定すると，ハミルトンの正準方程式に対応するハイゼンベルク方程式はこの場合の場の方程式 $(\Box+\mu^2)\phi(x)=0$ を与える．このクライン-ゴールドン方程式は作用積分 $\int \mathrm{d}t\,\mathrm{d}^3x\mathscr{L}(\boldsymbol{x},t)$ を変分して得られるオイラーの方程式でもある．

同時刻で設定した場の量の交換関係は演算子 $a(\boldsymbol{p})$, $a^\dagger(\boldsymbol{p})$ の交換関係に焼き直せて

$$\left.\begin{aligned}&[a(\boldsymbol{p}),a^\dagger(\boldsymbol{p}')]=\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}')\\&[a(\boldsymbol{p}),a(\boldsymbol{p}')]=[a^\dagger(\boldsymbol{p}),a^\dagger(\boldsymbol{p}')]=0\end{aligned}\right\} \tag{2.3}$$

となる．$\boldsymbol{p}$ が不連続な値をとるとすれば，これは調和振動子の演算子がみたす関係と同一であり，その角振動数は ω_p で与えられる．逆に式 (2.3) を使えば，ϕ と π が正準交換関係をみたすことも容易に確かめられる．演算子 $N=\int \mathrm{d}^3p\,a^\dagger(\boldsymbol{p})a(\boldsymbol{p})$ を定義すると，$[N,a(\boldsymbol{p})]=-a(\boldsymbol{p})$，$[N,a^\dagger(\boldsymbol{p})]=a^\dagger(\boldsymbol{p})$ となるので，$n(\boldsymbol{p})=a^\dagger(\boldsymbol{p})a(\boldsymbol{p})$ を対角化する表示をとれば，$a(\boldsymbol{p})$ が固有値を1だけ下げ，$a^\dagger(\boldsymbol{p})$ が1だけ上げる昇降演算子であることがわかる．これは角運動量演算子 $L_\pm=L_x\pm iL_y$ が交換関係 $[L_z,L_\pm]=\pm L_\pm$ をみたすとき，L_- が L_z の固有値 m の状態を $m-1$ に，L_+ が $m+1$ の状態に変えることと代数的には全く同一の構造をしている．

ところで，ハミルトン関数 (2.2) に ϕ と $\pi=\dot{\phi}$ の展開を代入して整理すれば，$H=\int \mathrm{d}^2p\,\omega_\mathrm{p}\left[n(\boldsymbol{p})+\frac{1}{2}\right]$ が得られることから，演算子 $n(\boldsymbol{p})$ に物理的意味がつけられる．演算子に無関係な項 $\frac{1}{2}\int \mathrm{d}^3p\,\omega_\mathrm{p}$ は無限大であるが定数に

すぎないので，無限大を引き去ったものを改めてハミルトン関数と定義しても系の物理的内容は不変である．ハミルトン関数は非負なので，固有値には必ず下限が存在する．そのときの固有状態を真空 $|0\rangle$ と定義すると，真空より $n(\boldsymbol{p})$ の固有値が小さくなる状態は存在しないので

$$a(\boldsymbol{p})|0\rangle=0 \tag{2.4}$$

となる．したがって，真空では $n(\boldsymbol{p})$ の固有値は 0 であり，エネルギー固有値も 0 となる．式 (2.4) は真空の定義でもある．$|\boldsymbol{p}\rangle\equiv a^{\dagger}(\boldsymbol{p})|0\rangle$ は $n(\boldsymbol{p})$ の固有値が真空から 1 だけ上げられた状態 $n(\boldsymbol{p}')|\boldsymbol{p}\rangle=\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{p}')|\boldsymbol{p}\rangle$ であるから $H|\boldsymbol{p}\rangle=\omega_{\mathrm{p}}|\boldsymbol{p}\rangle$ となる．つまり，$|\boldsymbol{p}\rangle$ はエネルギー ω_{p} をもった 1 粒子状態に対応するので，$n(\boldsymbol{p})$ は運動量空間での**数密度演算子**，$a^{\dagger}(\boldsymbol{p})$ は運動量 $\boldsymbol{p}$ の粒子を 1 個だけつくり出す**生成演算子**，$a(\boldsymbol{p})$ は 1 個だけ消し去る**消滅演算子**と考えることができる．運動量 $\boldsymbol{p}_k$ の粒子が n_k 個の状態は規格化して $|n_k\rangle=1/\sqrt{n_k!}\cdot(a^{\dagger}(\boldsymbol{p}_k))^{n_k}|0\rangle$ と書けるので一般の状態は $|n_1, \cdots, n_k, \cdots\rangle=\prod_k 1/\sqrt{n_k!}\cdot(a^{\dagger}(\boldsymbol{p}_k))^{n_k}|0\rangle$ で与えられる．これらを基底とする空間を数対角化のホック空間といい，状態ベクトルが張るヒルベルト空間の基底にとれる．

以上は最も簡単な荷電 0，スピン 0 の中性スカラー粒子で交換関係をみたすボース粒子を例にとったが，荷電粒子，ベクトル粒子，スピン 1/2 の反交換関係をみたすフェルミ粒子についても，さらに粒子間の相互作用を含む場合についても，第二量子化の枠組みの設定は基本的に変わりない．重要なことは，系を記述する**ハミルトン関数** H と，状態を構成する出発点となる**真空** $|0\rangle$ の存在が不可欠なことである．

場の量 $\phi(x)$ に変換 U を施しても系が不変であるとき，その系は変換 U に関して**不変性**または**対称性**をもつという．真空は変換に関して不変と定義するので，このことはハミルトン関数が変換に関して不変であることと同等である．場の量は $\phi\rightarrow\phi'=U\phi U^{-1}$ と変換されるので，H の不変性は $UHU^{-1}=H$，すなわち $[U, H]=0$ であること，つまり U の時間微分が 0 となることを意味する．したがって，系が対称性をもてば，変換 U に対応する物理量が保存する．これを**変換 U の保存則**という．

良く知られているものとして，時空間平行移動不変性に対応する**エネルギー・運動量保存則**，3次元回転の回転不変性に対応する**角運動量保存則**があり，また内部空間に関して，**電荷保存則**，**重粒子数保存則**，**レプトン数保存則**などがある．これらはいずれも連続変換のもとでの不変性であり，現在までの実験結果では強，弱，電磁相互作用を通して厳密に成立している．ハミルトン関数はこれらの対称性をもたねばならぬため，対称性は相互作用の構造を決めるためにきわめて有効である．弱相互作用を切断すれば，このほかにも**ハイパー荷電**（あるいはストレンジネス）**変換**，**空間反転**，**時間反転**，**荷電共役変換**の不変性に対応した保存則がある．

弱相互作用では後者の対称性は破れているが，その破れは前者の厳密に成立している保存則に劣らず役に立つ．破れていれば，対応する物理量の量子数が反応の前後で変化しているという特徴を逆手にとって弱相互作用現象を分析する．その結果，素粒子の模型と構造，詳細な反応機構にせまることが可能となる．あたかも，自然は対称性という美しい衣裳をまとっているのでその赤裸の姿を知ることはなかなか困難であるが，対称性にも思わぬところにほころびがあり，そこを通して自然の本質がうかがい知れる如きものである．坂田–谷川の二中間子論に基づく μ ニュートリノ，中野–西島–ゲルマンによるストレンジネスの担い手としての s クォーク，グラショウ–イリオポウロス–マイアニ (Glashow–Iliopoulos–Maiani) によるストレンジネス非保存中性カレントの出現を阻む機構[7] の構成要素としての c クォークなどの新しいクォーク・レプトンの導入はその代表的な例である．

実は，小林–益川理論で仮説された第3世代のクォーク2重項 (t, b) はまさにこのような対称性の破れを契機としている．それにかかわる対称性は先ほどあげたうちの最後の3個の不連続変換，空間反転，時間反転，荷電共役変換に関係したものである．以下でこれらについて簡単に述べよう．

2·2　空間反転 P

これはパリティ変換ともいい，座標 x_μ を $x_\mu'=(x_0, -\boldsymbol{x})$ へ変換するもの

である．右手系空間を左手系空間へ変換することに相当し，あたかも鏡に映した仮想的空間へ移るので**鏡映変換**ともいう．運動量 p_μ は $p_\mu'=(p_0, -\boldsymbol{p})$ へ変換され，座標の変換と合わせれば角運動量はスピンを含めて $\boldsymbol{J}'=\mathcal{P}\boldsymbol{J}\mathcal{P}^{-1}=\boldsymbol{J}$ と変わらない．運動エネルギー $\boldsymbol{p}^2/2m$，中心力ポテンシャル $V(|\boldsymbol{x}|)$，質点間の距離のみに依存するポテンシャル $V(|\boldsymbol{x}_i-\boldsymbol{x}_j|)$ などはすべて空間反転しても不変であることからわかるように，多くの力学系は右手系と左手系を区別しない．空間反転を2度繰り返せば，明らかに恒等変換 $\mathcal{P}^2=1$ となるので，固有方程式

$$\mathcal{P}|\psi\rangle=\eta_{\mathrm{P}}|\psi\rangle$$

は固有値 $\eta_{\mathrm{P}}=\pm 1$ をもち，この固有値を**偶奇性**または**パリティ**という．

この変換で系が不変であるためには，前に述べたように $[\mathcal{P}, H]=0$ である．そのためには，ラグランジュ関数密度が

$$\mathcal{P}\mathcal{L}(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{P}^{-1}=\mathcal{L}(-\boldsymbol{x}, t)$$

と変換すると同時に正準交換関係が不変であればよい．このとき，場の量 $\phi(x)$ と $a(\boldsymbol{p})$ の変換は

$$\phi'(x)\equiv\mathcal{P}\phi(x)\mathcal{P}^{-1}=\eta_{\mathrm{P}}\phi(-\boldsymbol{x}, t),$$
$$\mathcal{P}a(\boldsymbol{p})\mathcal{P}^{-1}=\eta_{\mathrm{P}}a(-\boldsymbol{p})$$

となることがわかる．真空のパリティを1とすれば，1粒子の静止状態 $|\boldsymbol{p}=\boldsymbol{o}\rangle=a^\dagger(\boldsymbol{o})|0\rangle$ を空間反転して $\mathcal{P}a^\dagger(\boldsymbol{o})\mathcal{P}^{-1}\mathcal{P}|0\rangle=\eta_{\mathrm{P}}a^\dagger(\boldsymbol{o})|0\rangle=\eta_{\mathrm{P}}|\boldsymbol{p}=\boldsymbol{o}\rangle$ となるので，η_{P} はこの状態のパリティを表す．そこで $\eta_{\mathrm{P}}=1$ の $\phi(x)$ をスカラー場，$\eta_{\mathrm{P}}=-1$ を擬スカラー場という．荷電スカラー場 φ，ベクトル場 A_μ，スピノール場 ψ に関しても同様な議論が行えて

$$\left.\begin{aligned}
&\mathcal{P}\varphi(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{P}^{-1}=\eta_{\mathrm{P}}\varphi(-\boldsymbol{x}, t)\\
&\mathcal{P}\varphi^\dagger(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{P}^{-1}=\eta_{\mathrm{P}}^*\varphi^\dagger(-\boldsymbol{x}, t)\\
&\mathcal{P}A_\mu(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{P}^{-1}=(\eta_{\mathrm{P}}A_0(-\boldsymbol{x}, t), -\eta_{\mathrm{P}}\boldsymbol{A}(-\boldsymbol{x}, t))\\
&\mathcal{P}\psi(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{P}^{-1}=\eta_{\mathrm{P}}\gamma_0\psi(-\boldsymbol{x}, t)\\
&\mathcal{P}\bar{\psi}(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{P}^{-1}=\eta_{\mathrm{P}}^*\bar{\psi}(-\boldsymbol{x}, t)\gamma_0 \qquad |\eta_{\mathrm{P}}|=1
\end{aligned}\right\}\quad(2.5)$$

となる．$\eta_{\mathrm{P}}=1$ の A_μ をベクトル場，$\eta_{\mathrm{P}}=-1$ を擬ベクトル場といい，電磁場

は中性ベクトル場である．この変換のもとで，カレント $j_\mu(\boldsymbol{x}, t)$ は $j_\mu'(\boldsymbol{x}, t) = (j_0(-\boldsymbol{x}, t), -\boldsymbol{j}(-\boldsymbol{x}, t))$ に変わる．

2·3　時間反転 T

これは時間座標を反転する変換 $x_\mu' = (-x_0, \boldsymbol{x})$ であり，あたかも逆回転させた映画フィルムの運動を見ることに相当する．この変換で運動量とカレントは $p_\mu \to p_\mu' = (p_0, -\boldsymbol{p})$, $j_\mu \to j_\mu = (j_0, -\boldsymbol{j})$ へ変化する．古典力学の運動法則は時間反転しても不変である．例えば，質点の運動を記述するニュートンの運動方程式 $m\,\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(t)/\mathrm{d}t^2 = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}(t), t)$ は時間反転すると $m\,\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(-t)/\mathrm{d}(-t)^2 = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}(-t), -t)$ となり，もし力が時間に無関係か，$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, -t) = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, t)$ をみたす関数ならば，$\boldsymbol{r}(-t)$ も同じ運動方程式 $m\,\mathrm{d}^2\boldsymbol{r}(-t)/\mathrm{d}t^2 = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}(-t), t)$ をみたす．能力のすぐれた忍者は寺院の高い大屋根からスラリと飛び降りるだけでなく，その軌跡を逆にたどって大屋根にスラリと飛び上がることもできるわけである．

量子論ではシュレーディンガー方程式，あるいはハイゼンベルク方程式が時間の 1 階微分方程式であるため，事情が多少異なる．$\phi(x)$ の時間反転がユニタリー変換で $\phi'(x) = U\phi(x)\,U^{-1}$ と表せるとすると，ハイゼンベルク方程式は

$$i\hbar\frac{\partial\phi(x)}{\partial t} = [\phi(x), H] \;\to\; -i\hbar\frac{\partial\phi'(x)}{\partial t'} = [\phi'(x), UHU^{-1}] \qquad (t' = -t)$$

となる．したがって変換後も同じ運動方程式がみたされるには，ハミルトン関数は $H' = UH\,U^{-1} = -H$ と変換されねばならない．しかしながら，H の固有値は真空状態を 0 として残りはすべて正であるので，H' の固有値は 0 または負となる．これは矛盾しており，変換 T はユニタリー変換では表せない．この困難は，すべての c 数の複素共役をとる演算子Kを使って反ユニタリー変換

$$\mathcal{T} = U_\mathrm{T}\mathcal{K}$$

を導入することで解決される[18]．ここで U_T はユニタリー変換である．こうすれば，ハイゼンベルク方程式が不変となるには $\mathcal{T}H\mathcal{T}^{-1} = H$ であればよ

い．時間反転演算に複素共役をとる必要があるのは，進行平面波 $\varphi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{x}, t)=\exp[i(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{x}-Et)/\hbar]$ の変換からも理解できる．進行波は運動量 $-\boldsymbol{p}$，エネルギー E の後退波となるので，$\varphi_{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{x}, t)\rightarrow\varphi_{\boldsymbol{p}}'(\boldsymbol{x}, t)=\exp[i(-\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{x}-Et)/\hbar]=\varphi_{\boldsymbol{p}}^*(\boldsymbol{x}, -t)$ と変換されるからである．

時間反転では，このように変換の前後の状態が全く異質となるため T の固有状態を考えることは無意味である．場の量に対する変換性は $\mathscr{L}$ と j_μ に対しての変換性

$$\mathcal{T}\mathscr{L}(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=\mathscr{L}(\boldsymbol{x}, -t)$$

$$\mathcal{T}j_\mu(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=(j_0(\boldsymbol{x}, -t),\ -\boldsymbol{j}(\boldsymbol{x}, -t))$$

と正準交換関係の不変性を要請すると次のようになる．

$$\left.\begin{aligned}&\mathcal{T}\varphi(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=\eta_{\mathrm{T}}\varphi^\dagger(\boldsymbol{x}, -t)\\&\mathcal{T}\varphi^\dagger(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=\eta_{\mathrm{T}}^*\varphi(\boldsymbol{x}, -t)\\&\mathcal{T}A_\mu(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=(A_0(\boldsymbol{x}, -t),\ -\boldsymbol{A}(\boldsymbol{x}, -t))\qquad|\eta_{\mathrm{T}}|=1\\&\mathcal{T}\psi(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=\eta_{\mathrm{T}}(i\gamma^1\gamma^3)\psi(\boldsymbol{x}, -t)=\eta_{\mathrm{T}}(-i\gamma^5C)\psi(\boldsymbol{x}, -t)\\&\mathcal{T}\bar{\psi}(\boldsymbol{x}, t)\,\mathcal{T}^{-1}=\eta_{\mathrm{T}}^*\bar{\psi}(\boldsymbol{x}, -t)(-i\gamma^1\gamma^3)=\eta_{\mathrm{T}}^*\bar{\psi}(\boldsymbol{x}, -t)(i\gamma^5C)\end{aligned}\right\}\qquad(2.6)$$

ここで $C=i\gamma^2\gamma^0$ は荷電変換行列である．時間反転は次に述べる粒子・反粒子交換を含めて定義することもできる．それをパウリ型の時間反転といい，ここでとられた変換はウィグナー型の時間反転という．

2·4　荷電共役変換 C

この変換は時空間座標はそのままにしながら，粒子・反粒子を交換するもので場の理論固有の概念である．電子の場合は，電子と陽電子を交換すると電流の符号が変わるので

$$\mathcal{C}j_\mu(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{C}^{-1}=-j_\mu(\boldsymbol{x}, t)\qquad(2.7)$$

となる．A_μ はカレントと $j_\mu A^\mu$ で結合してラグランジュ関数密度の相互作用項となるので，$\mathscr{L}$ の不変性

$$\mathcal{C}\mathscr{L}(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{C}^{-1}=\mathscr{L}(\boldsymbol{x}, t)$$

から

$$\mathcal{C}A_\mu(\boldsymbol{x},t)\mathcal{C}^{-1}=-A_\mu(\boldsymbol{x},t) \tag{2.8a}$$

となる．このようであれば，例えば核子を反核子に，電子を陽電子に置き換えたいわゆる反物質の世界でも，われわれの世界と全く同じような物理法則が成り立つのである．

スカラー場，スピノール場に対する変換性は次の通りである．

$$\left.\begin{aligned}
&\mathcal{C}\varphi(\boldsymbol{x},t)\mathcal{C}^{-1}=\eta_C\varphi^\dagger(\boldsymbol{x},t)\\
&\mathcal{C}\varphi^\dagger(\boldsymbol{x},t)\mathcal{C}^{-1}=\eta_C{}^*\varphi(\boldsymbol{x},t)\\
&\mathcal{C}\psi(\boldsymbol{x},t)\mathcal{C}^{-1}=\eta_C C\bar{\psi}^T(\boldsymbol{x},t)\\
&\mathcal{C}\bar{\psi}(\boldsymbol{x},t)\mathcal{C}^{-1}=-\eta_C{}^*\psi^T(\boldsymbol{x},t)C^{-1}
\end{aligned}\right\} \tag{2.8b}$$

この変換は正準交換関係を不変に保つのでユニタリー変換である．粒子・反粒子交換を2度繰り返せば元にもどり $\mathcal{C}^2=1$ となるので，固有値 ±1 を**荷電共役変換パリティ**という．荷電演算子 $Q=\int j_0\,\mathrm{d}^3x$ は式 (2.7) から $\{\mathcal{C},Q\}=0$ をみたす．$\mathcal{C}$ の固有値 C, Q の固有値 q をもつ同時固有状態を右からかければ，この反交換関係は $2Cq=0$ となる．$|C|=1$ であるから，$\mathcal{C}$ の固有状態は荷電0でなければならない．全く同様に，バリオン数，ハイパー荷電数（あるいはストレンジネス）など粒子・反粒子を区別する演算子も $\mathcal{C}$ と反可換なので，それらの量子数も $\mathcal{C}$ と同時固有状態では0でなければならない．いうまでもないが，同時固有状態でなければ必ずしも対応する量子数が0である必要はない．例えば，後述する $K_1{}^0$, $K_2{}^0$ はハイパー荷電 $Y=\pm1$ の1次結合だが，$C=\pm1$ の固有状態である．

C変換の有効性は，例えば次の例で示される．まず，式 (2.8a) より光子を含めた中性ベクトル場のCパリティは -1 である．π^0 中間子は 2γ に崩壊するのでCパリティは1である．電子・陽電子の束縛状態であるポジトロニウムは2個あるいは3個の光子に崩壊する．軌道角運動量 l, スピン S のポジトロニウムをC変換すると，フェルミ粒子の入れ替えから -1, 軌道部分の入れ替えから $(-1)^l$, スピン部分の入れ替えから $(-1)^{S+1}$ の因子がでるので，Cパリティは $(-1)^{S+l}$ となる．したがって $^3S_1$ 状態は $C=-1$ で 3γ に，$^1S_0$ 状態は $C=1$ で 2γ に崩壊する．このように中性ベクトル場の関与する反応では

C変換不変性が有効な選択則を与えるのである．

中性K中間子は電荷0であるが，粒子・反粒子を区別するハイパー荷電Yをもつ．$Y=1$ の K^0 中間子の反粒子は $Y=-1$ の $\bar{K}^0$ 中間子である．$\varphi_{K^0}(x)$ が $K^0(\bar{K}^0)$ を消滅（生成）し，$\varphi_{K^0}{}^\dagger(x)$ が $K^0(\bar{K}^0)$ を生成（消滅）する場の演算子とし，式（2.8b）の位相因子 η_C を K^0 の場合 -1 に選ぶと

$$\varphi_{K_1}(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_{K^0}(x)+\varphi_{K^0}{}^\dagger(x)),\quad \varphi_{K_2}(x)=\frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_{K^0}(x)-\varphi_{K^0}{}^\dagger(x))$$

は，それぞれ $C=-1$ と1の場の量となる．ここで注意すべきことは，φ_{K_1} と φ_{K_2} はC（と CP）の対角化表示ではあるが，Yの対角化表示つまり固有状態となっていないことである．K中間子にはCとY同時対角化する状態はない．

2·5　CPT 変換と CPT 定理

系が不連続変換の下で不変となるような場の量の変換性を定義してきた．しかし相互作用ラグランジュ関数密度については，位相 i や γ_5 を適当に選べばローレンツ不変でエルミート的であるが，Pあるいは T, C 変換不変でない項も存在する．例えば $\bar{\psi}(\boldsymbol{x},t)\gamma^\mu\gamma_5\psi(\boldsymbol{x},t)A_\mu(\boldsymbol{x},t)$ は P 変換で $-\bar{\psi}(-\boldsymbol{x},t)\gamma^\mu\gamma_5\times\psi(-\boldsymbol{x},t)A_\mu(-\boldsymbol{x},t)$ に変わるし，$\bar{\psi}(\boldsymbol{x},t)(-i\gamma_5\sigma^{\mu\nu})\psi(\boldsymbol{x},t)\partial_\mu A_\nu(\boldsymbol{x},t)$ は T 変換で $-\bar{\psi}(\boldsymbol{x},-t)(-i\gamma_5\sigma^{\mu\nu})\psi(\boldsymbol{x},-t)\partial_\mu A_\nu(\boldsymbol{x},-t)$ となり，それぞれ P 変換，T変換の不変性を破る．前者は擬ベクトル型結合であり，後者は磁気能率に寄与する．これらの相互作用項も，3個の不連続変換の積 $\Theta=$CPT に対しては不変となる．この変換を **CPT 変換**，あるいは**強反転変換**という．

一般にエルミート的ラグランジュ関数密度が局所的（たかだか有限階の微分しか含まない）で，ローレンツ不変であり，スピン整数の場は交換関係で量子化されるボース-アインシュタイン統計に，スピン半整数の場は反交換関係で量子化されるフェルミ-ディラック統計に従うならば，系は CPT 変換の下で不変であることが示せる．このように，場の理論の枠内できわめて許容性のある条件の下で成立するこの不変性を **CPT 定理**という．この定理は最初ズミノ (B. Zumino) の示唆によってリューダース (G. Lüders) が証明したが[19]，そ

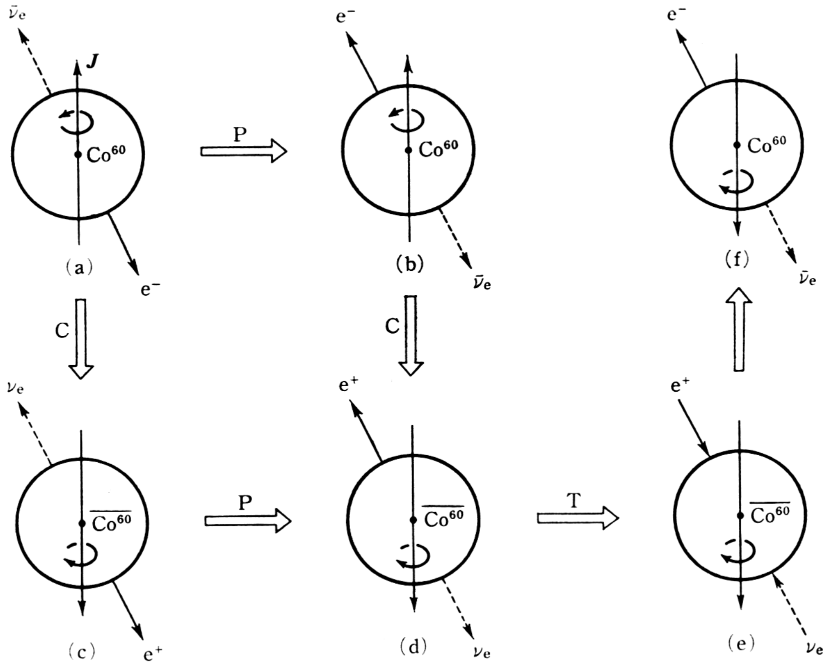


図 2.1 β 崩壊の CPT 変換

の内容は場の量子論がP不変であれば CP 不変でもあるというものであった．上に述べた形にしたのはパウリ（W. Pauli）である[20]．

この3種の変換の意味するところを Co^{60} の β 崩壊を例に考えてみる．強い磁場をかけ Co^{60} の核磁気能率 $\boldsymbol{J}$ を z 軸の正方向に偏極させる．実験によれば，図 2.1 の (a) のように $\boldsymbol{J}$ と反対方向に e^- が多く放出されるので，パリティが保存していないことがわかる．なぜならば，状態 (a) を P 変換すると (b) となり，もし β 崩壊でパリティが保存して状態 (a) と (b) が同じ割合で起こるとすれば e^- 分布に非対称性はなくなるからである．状態 (a) を C 変換すると (c) となり，$\boldsymbol{J}$ の方向に e^+ が多く放出される．さらに状態 (a) を CP 変換すると (d) となる．CP の破れは物質と反物質の世界を区別する．もし，物理法則が CP 不変ならば，反物質の世界での β 崩壊 (d) でも核磁気

能率 $\boldsymbol{J}$ の逆向きに反物質の世界での電子（実は陽電子，原子核の電荷（−）の反対符号電荷（+）をもつ）が核から放出されやすい．

物理現象は正物質の世界と同一であり，われわれは正と反物質の世界を区別する手段を失うことになる．状態 (d) をT変換すると (e) となり，e^+ と ν_e が $\bar{\mathrm{N}}\mathrm{i}^{60}$ の $\bar{\mathrm{p}}$ に吸収され $\overline{\mathrm{Co}^{60}}$ となる過程を表す．ディラックの空孔理論によれば，この過程はnが崩壊してpになり，e^- と $\bar{\nu}_e$ が放出される過程 (f)，つまり (a) に等しい．これが CPT 不変の内容である．ワインバーグ-サラム理論ではクォークカレント $\left(\bar{u}\gamma_\mu \dfrac{1-\gamma_5}{2} d\right)$ は W 中間子と結合して $d+W^+ \rightarrow u$ と変換する．この素過程についても，上に述べた C, P, T 変換を繰り返すと図 2.2 のようになり，空孔理論を使えば元にもどることがわかる．

CPT 定理の簡単な証明をしておこう．場の量の変換性は式 (2.5)，(2.6)，(2.8) から決められる．スカラー場は $\eta_C{}^*\eta_T\eta_P=1$ に選べば

$$\mathcal{CPT}\phi(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=\phi^\dagger(-\boldsymbol{x}, -t),\quad \mathcal{CPT}\phi^\dagger(\boldsymbol{x}, t)\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=\phi(-\boldsymbol{x}, -t)$$

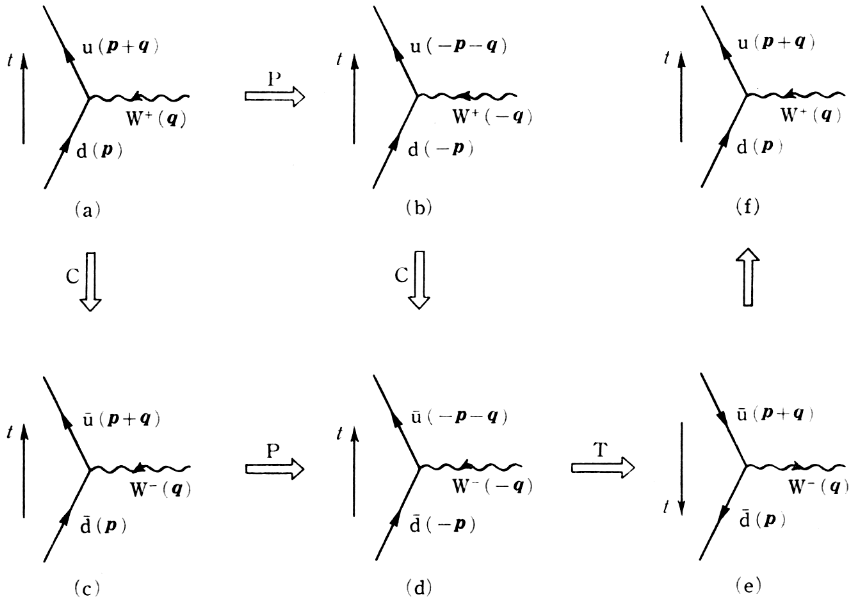


図 2.2　素過程の CPT 変換

と変換し，ベクトル場については

$$\mathcal{CPT}A_\mu(\boldsymbol{x},t)\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=-A_\mu(-\boldsymbol{x},-t)$$

となる．スピノール場の双一次形式については変換式 (2.5), (2.6), (2.8) を使い，$\bar{\psi}^A$ と ψ^B の反交換関係を考慮すると

$$\mathcal{CPT}\bar{\psi}^A(\boldsymbol{x},t)\Gamma\psi^B(\boldsymbol{x},t)\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=\bar{\psi}^B(-\boldsymbol{x},-t)\Gamma'\psi^A(-\boldsymbol{x},-t)$$

となる．ここで，スカラー，擬スカラー，テンソルに対応するディラック行列演算子 $\Gamma=(1, i\gamma_5, \sigma_{\mu\nu})$ については $\Gamma'=\Gamma$, ベクトル，擬ベクトルに対応する $\Gamma=(\gamma_\mu, \gamma_5\gamma_\mu)$ については $\Gamma'=-\Gamma$ となる．まとめると CPT 変換で場の量は次のように変化する．

1. すべての座標変数は $x_\mu\to -x_\mu$ に，微分演算は $\dfrac{\partial}{\partial x_\mu}\to-\dfrac{\partial}{\partial x_\mu}$ に変わる．
2. スカラー場は互いにエルミート共役に入れ替わるだけだが，ベクトル場は $A_\mu\to -A_\mu$ に変わる．
3. スピノール場の双一次形式は，ディラック行列，座標に関する微分いかんにかかわらず，その形式のもつテンソル階数に応じて，偶ならば正，奇ならば負の符号をつけたエルミート共役量に変わる．
4. 定数はすべて複素共役に変わる．

重要なことは，場の量の変化が，全体としてそれがもつテンソル階数の偶奇性だけに依存することである．ラグランジュ関数密度 $\mathcal{L}$ は，これらの場の量の組み合わせで構成されたローレンツ・スカラーなので，CPT 変換による負符号は全体として偶数回現れる．そしてまた $\mathcal{L}$ はエルミート量なので，結局

$$\mathcal{CPT}\mathcal{L}(\boldsymbol{x},t)\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=\mathcal{L}(-\boldsymbol{x},-t)$$

を得る．正準交換関係は CPT 変換で不変なので，このことは $\mathcal{CPT}\mathcal{H}(\boldsymbol{x},t)\times\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=\mathcal{H}(-\boldsymbol{x},-t)$ を導く．そこで，変換されたハミルトン関数は $H'=\int d^3x\mathcal{H}(-\boldsymbol{x},-t)=\int d^3x\mathcal{H}(\boldsymbol{x},-t)$ となるが，保存量なので時間には依存しない．したがって元のハミルトン関数 H に等しい．つまり

$$\mathcal{CPT}H\mathcal{T}^{-1}\mathcal{P}^{-1}\mathcal{C}^{-1}=H$$

を得る．定義により真空は CPT 不変なので，系の CPT 不変性が証明された

ことになる.

CPT 不変性は粒子・反粒子の質量，寿命，磁気能率の大きさなどの静的物理量の値が同一であることを要請する．実験的な破れの上限は強い相互作用で 10^{-12}，電磁相互作用で 10^{-6}，弱い相互作用でも実験の種類により 10^{-7}～10^{-4} におさえられており，現在のところ CPT 不変は実験的に成立していると考えてよい[25].

3章 CP不変性の破れ

CPT 不変性を考えれば，CP 不変性と T 不変性が破れている可能性のあることは，理論的にはパリティ非保存の可能性とほぼ同時にリーとエーメ，ヤン (Lee, Oehme and Yang) によって指摘されている[21]. 1956 年，パリティ非保存が実験的に確認されたのに対し，CP の破れの実験はずっと後のことになる. 1964年，クリステンソンとクローニン，フィッチ，ターレイ(Christenson, Cronin, Fitch and Turlay) は長寿命の中性 K 中間子 K_L が 2π に崩壊する過程のあることを発見した[22]. 通常，K_L は 3π へ崩壊し，その終状態の多くはS波である. K のスピン・パリティは π と同じく $J^P=0^-$ なので 2π の終状態はS波に限定される. したがって，この状態は CP=1，一方おもな崩壊様式であるS波の $\pi^+\pi^-\pi^0$ 状態は CP=−1 となる. この実験は，K_L が異なる2つの CP 状態へ崩壊し，明らかに CP 変換の対称性は保存されてないことを示している. この CP の破れが発見されると，CP あるいはT非保存について多くの実験的検証が試みられているが，中性K中間子系の崩壊現象以外にはまだ成功していない.

中性 K 中間子は強い相互作用，例えば $\pi^-+p\rightarrow K^0+\Lambda$ で $S=1$ の K^0 としてつくられるが，この反応では反粒子である $S=-1$ の $\bar{K}^0$ はつくられない. しかし K^0 が弱い相互作用で崩壊するときは，寿命の異なる独立な2成分

$$K_1{}^0\rightarrow 2\pi \qquad \tau_{K_1{}^0}\simeq 0.89\times 10^{-10}\,\mathrm{sec}$$

$$K_2{}^0\rightarrow 3\pi \qquad \tau_{K_2{}^0}\simeq 5.2\times 10^{-8}\,\mathrm{sec}$$

をもつように振舞う. この現象をゲルマン (Gell-Mann) とパイス (Pais) は次のように考えた[23]. 式 (2.8) で $\eta_C=-1$ にとれば，中性K中間子状態$|K^0\rangle$,

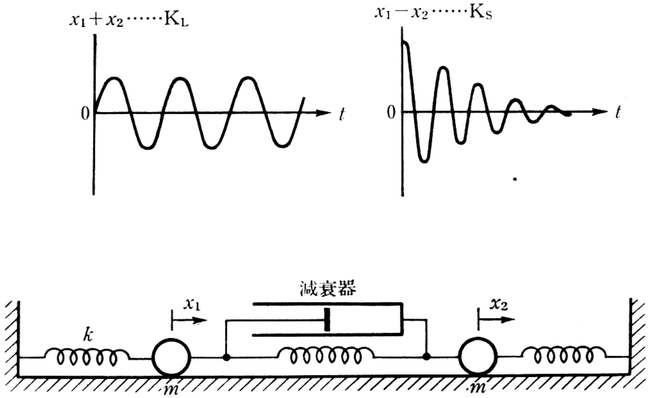


図 3.1　K_L と K_S の寿命の力学模型

$|\bar{K}^0\rangle$ は

$$CP|K^0\rangle=|\bar{K}^0\rangle, \qquad CP|\bar{K}^0\rangle=|K^0\rangle \tag{3.1}$$

と変換する．したがって CP の固有状態は

$$|K_1{}^0\rangle\equiv\frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle+|\bar{K}^0\rangle] \qquad CP=1$$

$$|K_2{}^0\rangle\equiv\frac{1}{\sqrt{2}}[|K^0\rangle-|\bar{K}^0\rangle] \qquad CP=-1$$

であり，CP が保存するならば，$K_1{}^0\to 2\pi$ と $K_2{}^0\to 3\pi$ が許され，反対の組み合わせは禁止される．3π の終状態のとりうる位相体積は 2π の終状態に比べて小さくなるため，$K_2{}^0$ が長寿命となり，K_L に相当し，$K_1{}^0$ は短寿命の K_S である．

この状況は，図 3.1 のようにバネ定数 k のバネで振動している質量 m の 2 質点が減衰器で結合されている力学系に類似している．この振動系の規準振動は $\omega=\sqrt{k/m}$ の同位相となる場合（x_1+x_2）と，$\omega=\sqrt{3k/m}$ の逆位相となる場合（x_1-x_2）の 2 つである．同位相の振動は減衰器が働かないため，永続する調和振動であるのに対し，逆位相は減衰器が働くため，寿命の短い減衰振動となる．個々の質点の振動が K^0 と $\bar{K}^0$ の状態に，1 次結合で表される規準振動が $K_2{}^0$ と $K_1{}^0$ の状態に対応する（図は式 (3.1) で位相を 180° に選んだ

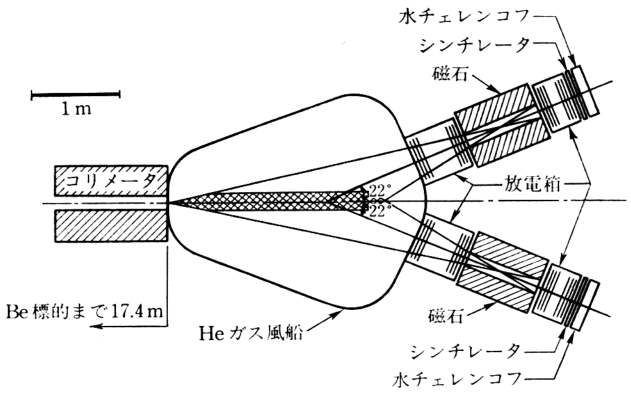


図 3.2　$K_2^0 \to 2\pi$ の実験

ことに相当する).

3·1　$K_2^0 \to 2\pi$ の実験

図 3.2 はクリステンソンらの実験装置の平面図である. 米国ブルックヘブン国立研究所の AGS で 30 GeV/c に加速した陽子を Be 標的に照射して K^0 を生成する. コリメータで K^0 ビームを選び出し, 空気中を走らせて短寿命の K_S^0 を崩壊させた後, 生き残っている K_L^0 成分をちょうどその寿命のつきる領域においた大気圧ヘリウムガスをつめた風船 (“安上がりな真空”) の中へ導く. その中で崩壊する K_L^0 から放出された荷電粒子群を入射ビームに対称に設置されている 2 組の同等なスペクトロメータで観測する.

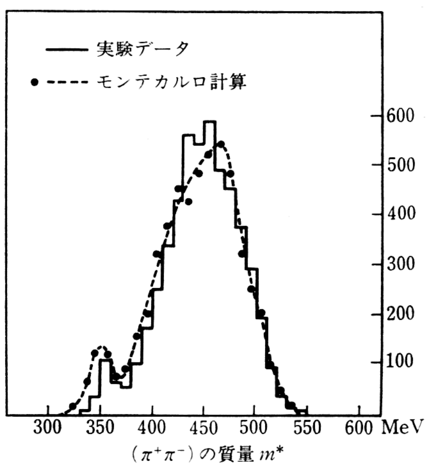


図 3.3　K_L^0 からの $\pi^+\pi^-$ 質量分布

2 つのスペクトロメータを 1 個ずつの荷電粒子が通過した事例について, 荷電粒子が $\pi^+\pi^-$ であると仮定

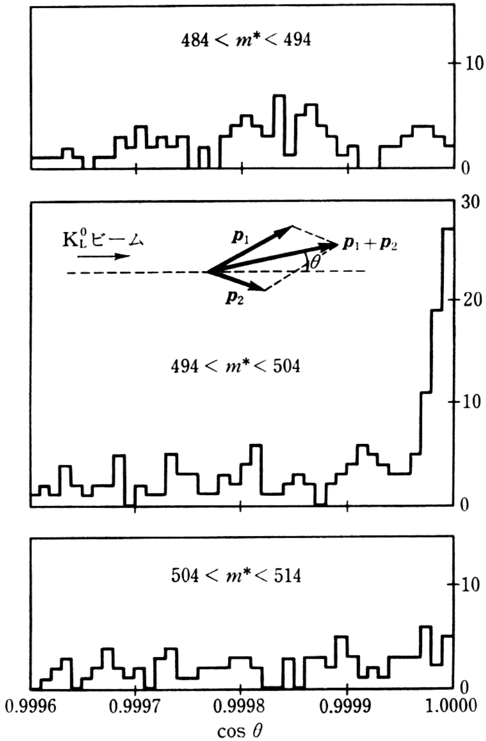


図 3.4　超前方領域での角分布

して得た 2π 系の不変質量 m^* 分布が図 3.3 のヒストグラムである．3π などの CP を保存する K_L^0 の崩壊過程からこの事例に寄与する分布をモンテカルロ法で評価すると図の点線となり，CP を保存する過程のみではデータが再現されない．2 個の荷電粒子の運動量の合成ベクトルが K_L^0 ビーム方向となす角 θ の分布をとり，特に θ の小さな領域を不変質量 m^* の区分けで示したものが図 3.4 である．他の不変質量域ではほぼ平坦な分布であるのに対し，図 3.3 のモンテカルロの評価からはずれた区域に相当する $494 < m^* < 504\ \mathrm{MeV/c^2}$ の分布は前方に鋭いピークをもつ．これは 3 体崩壊では起こりえず，そのうえ m^* は K^0 の質量 497 MeV/c に一致している．つまりこのピークが $K_L^0 \to 2\pi$ からの寄与であり，彼らは観測した 56 例（うち 11 例はバックグラウンド）から分岐比

$$B = \frac{R(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{R(K_L^0 \to \text{荷電モードのすべて})} = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$$

を得た．これが CP が保存していては起こりえない崩壊を初めて観測した実験であった．この実験の指導者であった V. L. フィッチと J. W. クローニンには，この功績により 1980 年度ノーベル物理学賞が授与された[24]．分岐比の現在の実験値は $(2.55 \pm 0.06) \times 10^{-3}$ である[25]．

3・2　K^0 崩壊の現象論

リーとエーメ，ヤンは，ゲルマンとパイスの $K^0-\bar{K}^0$ 混合の考え方を CP の破れをとりこめるように改良した．弱い相互作用ではストレンジネスが保存せず，K^0 ($S=Y=1$) と $\bar{K}^0$ ($S=Y=-1$) は相互作用の 2 次で互いに入れ替わる．したがって，固有の質量をもち，確定した寿命で時間の指数関数的に崩壊する粒子 K_S と K_L は K^0 と $\bar{K}^0$ の 1 次結合でつくられる状態である．

実験的に CPT が破れているという証拠はないので，以下では CPT 不変性を前提としよう．この場合，粒子と反粒子の質量，崩壊幅は同じであるから，K^0 と $\bar{K}^0$ を基底に選べばよい．静止系では，質量が全エネルギーとなるが，K^0 と $\bar{K}^0$ は固有状態でないので，状態の時間変化は

$$i\hbar\frac{\mathrm{d}\varphi_{K^0}}{\mathrm{d}t}=M_{K^0}\varphi_{K^0}-ip^2\varphi_{\bar{K}^0} \tag{3.2a}$$

$$i\hbar\frac{\mathrm{d}\varphi_{\bar{K}^0}}{\mathrm{d}t}=-iq^2\varphi_{K^0}+M_{\bar{K}^0}\varphi_{\bar{K}^0} \tag{3.2b}$$

で与えられる．ここで，CPT 不変の仮定から K^0 と $\bar{K}^0$ の非物理的な質量は $M_{K^0}=M_{\bar{K}^0}=M\equiv m_{K^0}-\frac{i}{2}\Gamma_{K^0}$ である．もし CP 不変ならば，式 (3.1) で式 (3.2a) を CP 変換し，それを式 (3.2b) と比較すれば $p^2=q^2$ となる．指数関数的に減衰する物理的状態 K_S と K_L は，質量行列

$$\boldsymbol{M}=\begin{pmatrix} M & -ip^2 \\ -iq^2 & M \end{pmatrix}$$

を対角化することで求められる．

簡単な計算から，固有値 M_L, M_S に対応する固有状態として

$$\varphi_{K_S}=\frac{1}{\sqrt{|p^2|+|q^2|}}(p\varphi_{K^0}+q\varphi_{\bar{K}^0}),\quad M_S=M-ipq \tag{3.3a}$$

$$\varphi_{K_L}=\frac{1}{\sqrt{|p^2|+|q^2|}}(p\varphi_{K^0}-q\varphi_{\bar{K}^0}),\quad M_L=M+ipq \tag{3.3b}$$

と表される．この状態に対しては，シュレーディンガー方程式 (3.2) が対角化されているので，解は

$$\varphi_{\mathrm{K_S}}(t)=\mathrm{e}^{-im_S t}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma_S}{2}t}\varphi_{\mathrm{K_S}}(0)$$

$$\varphi_{\mathrm{K_L}}(t)=\mathrm{e}^{-im_L t}\,\mathrm{e}^{-\frac{\Gamma_L}{2}t}\varphi_{\mathrm{K_L}}(0)$$

となる．ここで $m_i=\mathrm{Re}\,M_i$, $\Gamma_i=-2\,\mathrm{Im}\,M_i$ $(i=S, L)$ である．CP の破れは $p^2\neq q^2$ で特徴づけられるので，パラメター

$$\varepsilon=\frac{p-q}{p+q} \tag{3.4}$$

を定義すると，$\mathrm{K_S}$ と $\mathrm{K_L}$ は

$$\left.\begin{aligned}\varphi_{\mathrm{K_S}}&=\frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}}\{(1+\varepsilon)\varphi_{\mathrm{K^0}}+(1-\varepsilon)\varphi_{\mathrm{\bar{K}^0}}\}\\&=\frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(\mathrm{K_1^0}+\varepsilon\mathrm{K_2^0})\\\varphi_{\mathrm{K_L}}&=\frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}}\{(1+\varepsilon)\varphi_{\mathrm{K^0}}-(1-\varepsilon)\varphi_{\mathrm{\bar{K}^0}}\}\\&=\frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(\varepsilon\mathrm{K_1^0}+\mathrm{K_2^0})\end{aligned}\right\} \tag{3.5}$$

となる．ε を質量行列要素で表すと

$$\varepsilon=\frac{\mathrm{Im}\,\Gamma_{21}+2i\,\mathrm{Im}\,m_{21}}{m_L-m_S-\dfrac{i}{2}\Gamma_S} \tag{3.6}$$

と書ける．ここで $\langle\mathrm{\bar{K}^0}|\boldsymbol{M}|\mathrm{K^0}\rangle=m_{21}-\frac{i}{2}\Gamma_{21}$, … で，$m_{ij}$, Γ_{ij} はエルミート行列の要素であり，分母は主要項のみで近似した．$\varepsilon=0$ ならば $\mathrm{K_S}$ と $\mathrm{K_L}$ は CP の固有状態 $\mathrm{K_1^0}$ と $\mathrm{K_2^0}$ になる．$\mathrm{K_S}$ と $\mathrm{K_L}$ は $\langle\mathrm{K_L}|\mathrm{K_S}\rangle=2\,\mathrm{Re}\,\varepsilon/(1+|\varepsilon|^2)$ となるので直交していないことに注意すべきである．

$\mathrm{K_{S,L}}\rightarrow 2\pi$ 崩壊では全角運動量保存則から 2π の軌道角運動量は 0 となり，2π の波動関数の空間座標部分は対称である．π はボース粒子だから，アイソスピン波動関数も対称となる．π のアイソスピンは $I=1$ であるので，この部分はアイソスピン合成則から

$$\left.\begin{aligned}\langle\pi^+\pi^-| &= \sqrt{\frac{2}{3}}\langle I=0| + \frac{1}{\sqrt{3}}\langle I=2| \\ \langle\pi^0\pi^0| &= \frac{1}{\sqrt{3}}\langle I=0| - \sqrt{\frac{2}{3}}\langle I=2|\end{aligned}\right\} \tag{3.7}$$

のように $I=0,\ 2$ の固有状態で書かれる．したがって崩壊行列を T とすれば，独立な崩壊振幅は $\langle I=0|T|\mathrm{K_S}\rangle$，$\langle I=2|T|\mathrm{K_S}\rangle$，$\langle I=0|T|\mathrm{K_L}\rangle$，$\langle I=2|T|\mathrm{K_L}\rangle$ の 4 個となり，後の 2 個が CP を大きく破る振幅である．ここで $\langle I=0|T|\mathrm{K_S}\rangle$ で規格化した 3 個のパラメター

$$\varepsilon_0=\frac{\langle I=0|T|\mathrm{K_L}\rangle}{\langle I=0|T|\mathrm{K_S}\rangle},\quad \varepsilon'=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\langle I=2|T|\mathrm{K_L}\rangle}{\langle I=0|T|\mathrm{K_S}\rangle},\quad \omega=\frac{\langle I=2|T|\mathrm{K_S}\rangle}{\langle I=0|T|\mathrm{K_S}\rangle} \tag{3.8}$$

を導入し，式 (3.7) を使えば実験で測定される CP の破れのパラメターは

$$\eta_{+-}\equiv\frac{\langle\pi^+\pi^-|T|\mathrm{K_L}\rangle}{\langle\pi^+\pi^-|T|\mathrm{K_S}\rangle}=\frac{\varepsilon_0+\varepsilon'}{1+\dfrac{\omega}{\sqrt{2}}}$$

$$\eta_{00}\equiv\frac{\langle\pi^0\pi^0|T|\mathrm{K_L}\rangle}{\langle\pi^0\pi^0|T|\mathrm{K_S}\rangle}=\frac{\varepsilon_0-2\varepsilon'}{1-\sqrt{2}\,\omega}$$

で表される．

CP 保存崩壊過程では $\Delta I=1/2$ 選択則が成立する．式 (3.5) から $\mathrm{K_S}$ はほとんどが $\mathrm{K_1}^0$ 成分なので $\mathrm{K_S}\to 2\pi$ はほぼ CP を保存する過程である．K は $I=1/2$ であるから $\mathrm{K_S}\to 2\pi$ $(I=2)$ は $\Delta I\geq 3/2$ の崩壊過程で強く禁止されるので $|\omega|\ll 1$ となり，関係式

$$\eta_{+-}=\varepsilon_0+\varepsilon',\qquad \eta_{00}=\varepsilon_0-2\varepsilon' \tag{3.9}$$

が得られる．

ところで，一般の崩壊振幅は弱い相互作用による弱崩壊振幅と終状態の強い相互作用による位相差との積で書ける． $\mathrm{K^0}\to 2\pi$ $(I=0)$ の弱崩壊振幅を実数にとり A_0 とすると（ウ-ヤンの選び方），$\bar{\mathrm{K}}^0\to 2\pi$ $(I=0)$ の弱崩壊振幅も CPT 不変から A_0 となる． 2π $(I=0)$ 終状態相互作用による位相差を δ_0 とすると，これは両者に共通だから崩壊振幅は

$$\langle I=0|T|\mathrm{K^0}\rangle=\langle I=0|T|\bar{\mathrm{K}}^0\rangle=e^{i\delta_0}A_0$$

と表せる．式 (3.5) を使って物理的状態 K_S, K_L の振幅に書き直し，式 (3.8) の第1項に代入すると

$$\varepsilon_0 = \varepsilon \qquad (3.10)$$

を得る．しかし，$K^0 \to 2\pi$ ($I=2$) については弱崩壊振幅の位相が自由にとれないので，その振幅を複素数の A_2, 終状態相互作用による位相差を δ_2 とすると

$$\langle I=2|T|K^0\rangle = e^{i\delta_2} A_2, \qquad \langle I=2|T|\bar{K}^0\rangle = e^{i\delta_2} A_2^*$$

が崩壊振幅となる．前と同様にすると，式 (3.8) の第2項は

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{1}{A_0} [\mathrm{Im}\, A_2 + 2\varepsilon\, \mathrm{Re}\, A_2]\, e^{i(\delta_2-\delta_0)} \approx \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\mathrm{Im}\, A_2}{A_0} e^{i(\delta_2-\delta_0)} \qquad (3.11)$$

となり，結局，CP を破るパラメターとして ε と ε' が選べることがわかる．式 (3.10) を (3.9) へ代入すれば

$$\eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon', \qquad \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon' \qquad (3.12)$$

を得るが，複素平面に図示すれば，それぞれが三角形をなし，**ウ-ヤンの三角形関係式**といわれる．

さらに，CP を破る量としてレプトン流を含む2過程 $K_L \to \pi^- l^+ \nu$, $\pi^+ l^- \bar{\nu}$ の荷電非対称性がある．崩壊幅 Γ の非対称性 δ_L も ε で表せて，結果は

$$\delta_L = \frac{\Gamma(K_L \to \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L \to \pi^+ l^- \nu)}{\Gamma(K_L \to \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L \to \pi^+ l^- \bar{\nu})} = \frac{1-|x|^2}{|1-x|^2} 2\,\mathrm{Re}\,\varepsilon$$

と書ける．ここで x は $\Delta S = -\Delta Q$ で崩壊する振幅 g と $\Delta S = \Delta Q$ の振幅 f の比 $x = g/f$ である．このように，CP を破る効果は2個のパラメター ε と ε' に代表されるが，定義からわかるように ε は質量行列が CP を破る，つまり K_L と K_S が CP の固有状態でないために，そして ε' は崩壊のハミルトン関数が CP を破るために現れる．

ε の位相は，式 (3.6) から

$$\arg \varepsilon = \tan^{-1}\left(\frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_S}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{\mathrm{Im}\, \Gamma_{21}}{2\, \mathrm{Im}\, m_{21}}\right)$$

となるが，実験的に第2項は小さいので無視でき，$\Delta m = m_L - m_S = (0.536 \pm$

0. 002) $\times 10^{10}$ sec^{-1},　$\Gamma_S = (1.1120 \pm 0.003) \times 10^{10}$ sec^{-1} を使うと

$$\arg \varepsilon = (43.8 \pm 0.2)^\circ$$

を得る．この値は "natural" phase と呼ばれる．式 (3.11) から ε' の位相は終状態 $\pi\pi$ の強い相互作用による位相差だけに依存するので，$\pi\pi$ 散乱実験データを使うと

$$\arg \varepsilon' = \frac{\pi}{2} + (\delta_2 - \delta_0) = (37 \pm 5)^\circ$$

となる．

クリステンソンらの実験から 20 余年を経た現在，中性K中間子の CP 非保存パラメターはかなりの精度で測定されている．1986 年 4 月に Particle Data Group が発表している数値は

$$\left.\begin{array}{ll} |\eta_{+-}| = (2.275 \pm 0.021) \times 10^{-3}, & \arg \eta_{+-} = (44.6 \pm 1.2)^\circ \\ |\eta_{00}| = (2.299 \pm 0.036) \times 10^{-3}, & \arg \eta_{00} = (54 \pm 5)^\circ \\ \mathrm{Re}\, \varepsilon = (1.621 \pm 0.088) \times 10^{-3} & \\ \delta_L = (0.330 \pm 0.012)\ \% & \end{array}\right\} \quad (3.13)$$

である[25]．ε の位相を "natural" にとって，この実験値からウーヤン図を描く

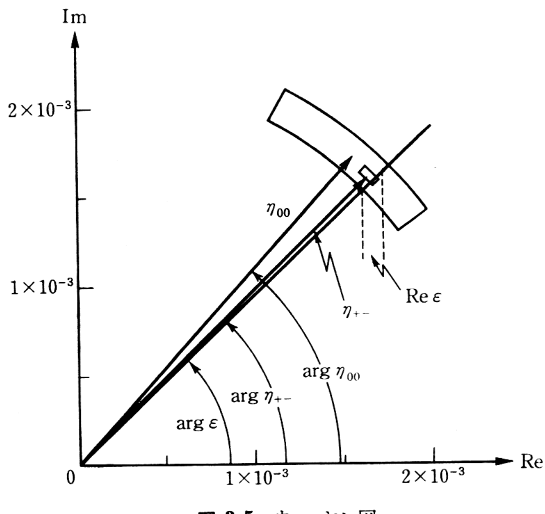


図 3.5　ウーーヤン図

と図 3.5 のようになり，ε' はきわめて小さいことがわかる．数値的には，式 (3.9) と (3.10) より

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \sim \frac{1}{3}\left(1-\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right) \tag{3.14}$$

と近似できるので，$|\varepsilon'/\varepsilon| \sim 0.007$ のオーダーである．

4章　小林-益川理論

小林-益川理論の目的は，ワインバーグ（Weinberg）とサラム（Salam）によって提出されたくりこみ可能ゲージ理論の枠内で，実験に矛盾しないクォーク・レプトンの模型，つまりクォーク・レプトンの種類や対称性の型を規定しようとするところにあった．

4·1　ワインバーグ-サラム理論

この理論は電磁相互作用と弱い相互作用を非可換ゲージ理論で統一したものである．いわば，可換ゲージ理論の典型である量子電気力学を拡張したものであるが，そこでは自発的対称性の破れとヒッグス機構を巧みに利用している．この理論の特徴の一つは，従来の荷電カレント×荷電カレント型の弱い相互作用だけでなく，フレーバー（flavor，クォークの種を区別する量子数）を変えない中性カレント×中性カレント型の弱い相互作用の存在を予言することである．荷電カレントの相互作用は $W^{\pm}$ ボソンの交換によって，中性カレントの相互作用は Z^0 ボソンの交換によって与えられる．中性ボソン Z^0 はフレーバーに関して対角型であるクォーク場の双一次形式の中性カレントと結合している．ハドロンの弱崩壊は弱い相互作用の典型であるが，必ずフレーバーの変化を伴う．このため低エネルギー実験では中性カレントの相互作用が確認できなかったわけである．

しかし，1973 年，CERN の巨大泡箱ガーガメルで高エネルギーの ν_μ が原子核中の核子と衝突したとき，荷電レプトン μ を出さない反応が起こることが写真によって確認された．これが中性カレントの発見であり，その反応

$$\nu_\mu + N \to \nu_\mu + \text{（ハドロン）}$$

は，μ^- を出す荷電カレント型の反応

$$\nu_\mu + N \to \mu^- + \text{（ハドロン）}$$

と同程度の確率で起こっていることも明らかにされた．それ以来，中性カレントに関する各種実験が多くのグループで精力的に行われ，その結果，1978 年東京で開催された第 19 回高エネルギー物理学国際会議でワインバーグ-サラム理論の正当性が確認された．さらに直接的証拠となる荷電カレント，中性カレントに結合する $W^{\pm}$，Z^0 ボソンも，1983 年に CERN の $\bar{p}p$ 衝突型加速器実験で発見されている．これらの功績により，理論面から 1979 年度にグラショー（Glashow）とワインバーグ，サラムが，実験面から 1984 年度にルビアとファン・デァ・メール（van der Meer）がそれぞれノーベル物理学賞を授与されている[26,27]．

ワインバーグ-サラム理論のもう一つの特徴は摂動的にくりこみ可能なことであり，この結果，弱い相互作用の高次効果が計算できることになる．くりこみ可能性はトゥ・フーフト（t'Hooft）によって証明された[10]．非可換ゲージ場の量子化は通常ファディエフ-ポポフ（Faddeev-Popov）の方法によって行われ，くりこみ可能性の証明には理論のもつゲージ不変性に基づく一般化されたワード-高橋の恒等式が本質的役割をはたしている．以下では小林-益川理論を説明するために，ワインバーグ-サラム模型の下で，クォークカレントの形とクォーク質量がどのように現れるかを中心に述べよう．

4·2　弱い相互作用のカレント

1958 年，ファインマン（Feynman）とゲルマンは弱い相互作用の一般形として，(V-A) 型カレント積の

$$\left.\begin{aligned} \mathscr{L}_{\mathrm{W}} &= \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu{}^{(+)}(x) J^{(+)\mu\dagger}(x) \\ J_\mu{}^{(+)}(x) &= l_\mu{}^{(+)}(x) + h_\mu{}^{(+)}(x) \end{aligned}\right\} \tag{4.1}$$

を提出した[6]．G は普遍的なフェルミ結合定数，J_μ はレプトンカレント

$$l_{\mu}^{(+)}(x)=\bar{\mathrm{e}}(x)\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\nu_{\mathrm{e}}(x)+\bar{\mu}(x)\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\nu_{\mu}(x) \qquad (4.2)$$

とハドロンカレント h_{μ} からなる荷電カレントである．レプトンカレントは崩壊過程 $\mu^- \to \mathrm{e}^- \bar{\nu}_{\mathrm{e}} \nu_{\mu}$ の電子スペクトルを再現することに成功し，崩壊幅の実験値から結合定数が $G=1.01\times10^{-5}\,m_{\mathrm{p}}^{-2}$ と決められている．ここで m_{p} は陽子質量である．一方，ハドロンカレントはクォークカレントと考えてよく

$$h_{\mu}^{(+)}(x)=g_1\,\bar{\mathrm{u}}(x)\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\,\mathrm{d}(x)+g_2\,\bar{\mathrm{u}}(x)\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\,\mathrm{s}(x)$$

と書けるが，$g_1=g_2=1$ とすると実験と矛盾する．実験とよく合う値は $g_1=0.97\sim0.98$，$g_2=0.23\sim0.22$ であり，ストレンジネスを変えないカレントも，変えるカレントも，係数が1より小さい．

1963年，カビボ（Cabibbo）は実験誤差の範囲で $g_1^2+g_2^2=1$ が成立することから，ハドロンカレントは

$$\left.\begin{aligned} h_{\mu}^{(+)}&=\cos\theta_{\mathrm{C}}\,\bar{\mathrm{u}}\,\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\,\mathrm{d}+\sin\theta_{\mathrm{C}}\,\bar{\mathrm{u}}\,\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\,\mathrm{s}\\ &=\bar{\mathrm{u}}\,\gamma_{\mu}(1-\gamma_5)\,\mathrm{d}'\\ \mathrm{d}'&=\cos\theta_{\mathrm{C}}\,\mathrm{d}+\sin\theta_{\mathrm{C}}\,\mathrm{s} \end{aligned}\right\} \qquad (4.3)$$

の形をしていると考えた[13]．このカレントはハドロンの崩壊過程をきわめてうまく記述している．これが（V-A）型の**カビボカレント**であり，θ_{C} を**カビボ角**という．後述するように，ワインバーグ-サラム理論では，相互作用の型はファインマン-ゲルマンの直接カレントが結合するのではなく，2つのカレント間をゲージ粒子 $\mathrm{W}^{\pm}$，Z^0，γ が媒介する．式（4.3）の荷電カレントの d' は d と s の1次結合であることに注意すると，カビボカレントの存在はゲージ粒子と相互作用する状態は，d とか s とかの質量対角化表示状態ではありえないことを示唆している．

カビボカレントをワインバーグ-サラム理論のゲージ群 $SU(2)\times U(1)$ の荷電カレント $2\sqrt{2}\,\bar{\psi}_{\mathrm{L}}\gamma_{\mu}\tau^{+}\psi_{\mathrm{L}}$ に対応させるには $SU(2)$ の基本表現として2重項 $\psi_{\mathrm{L}}=\begin{pmatrix}\mathrm{u}\\ \mathrm{d}'\end{pmatrix}_{\mathrm{L}}$ をとらなければならない．ここで添字Lは左まきヘリシティ状態を表し，例えばuをディラック・スピノールとすれば，$\mathrm{u}_{\mathrm{L}}=\frac{1}{2}(1-\gamma_5)\,\mathrm{u}$ である．また右巻きヘリシティ状態は $\mathrm{u}_{\mathrm{R}}=\frac{1}{2}(1+\gamma_5)\,\mathrm{u}$ である．このとき，中

性カレント $2\bar{\psi}_L \gamma_\mu \tau_3 \psi_L$ は $2\bar{u}_L \gamma_\mu u_L = \bar{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)u$ のほかに

$$\bar{d}_L' \gamma_\mu d_L' = \cos^2\theta_C \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + \sin^2\theta_C \bar{s}_L \gamma_\mu s_L + \sin\theta_C \cos\theta_C (\bar{d}_L \gamma_\mu s_L + \bar{s}_L \gamma_\mu d_L) \tag{4.4}$$

を含む．第3項はストレンジネスを保存しない．この素過程はもしあるとしても，崩壊過程 $\Sigma^+ \to pe^+e^-$，$K^0 \to \mu^+\mu^-$，$K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ などの分岐比の上限が 10^{-6}～10^{-7} 以下に押さえられているので，$\sin\theta_C \cos\theta_C$ の係数でもって存在していては実験と矛盾する．

この困難は，u, d, s のほかに電荷 2/3 の4番目のクォーク c を導入することによって解決された．この場合，d′ と直交する

$$s' = -\sin\theta_C d + \cos\theta_C s$$

が c と2重項 $\psi_L = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ を組み，荷電カレント $2\sqrt{2}\,\bar{\psi}_L \gamma_\mu \tau^+ \psi_L = \bar{c}\gamma_\mu(1-\gamma_5)s'$ を与える．ここでも中性カレント $2\bar{\psi}_L \gamma_\mu \tau_3 \psi_L$ はストレンジネスを変える項を含むが，式 (4.4) と合わせると

$$d_L' \gamma_\mu d_L' + \bar{s}_L' \gamma_\mu s_L' = \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + \bar{s}_L \gamma_\mu s_L \tag{4.5}$$

となって，ストレンジネスの変化する項は相殺されている．これは **GIM 機構**と呼ばれ，4個のクォーク模型の範囲で実験とよく一致する[7]．

一般に荷電カレントは，ユニタリー行列を使えば

$$\left.\begin{aligned} j_\mu^{(+)} &= (\bar{u}, \bar{c})\gamma_\mu(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} &= U\begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \end{aligned}\right\} \tag{4.6}$$

と書けよう．(2×2) ユニタリー行列は4個の実数でパラメトライズできる．そのうちの何個かは，例えば $u \to e^{i\alpha}u$ のようにクォーク場の再定義に吸収できる．全体の相対位相は任意に選べるので，再定義で最大3個まで吸収できて，1個が残る．この1個の実数でパラメトライズできる (2×2) ユニタリー行列は直交行列

$$U=\begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} \tag{4.7}$$

であり，カビボ角がパラメターである．Uがユニタリー変換であるから，GIM機構（4.5）は明白であろう．

この模型では，すべてのクォーク（レプトン），すべてのゲージ粒子との結合が相対的に実数なので，CP 不変性が保存されている．したがって，このままではワインバーグ-サラム理論の枠内で CP を破る現象は説明できない．ゲージ理論の枠内で説明するにはクォーク場を再定義しても，なおかつ吸収できない位相を含むような遷移行列要素の残る模型をつくればよい．一つは左巻き（V-A）カレントのほかに右巻き（V+A）カレントを導入することであり，この場合，それらの相対位相はクォーク場の再定義に吸収できず，CP を破る相互作用が含まれる．しかし，こうするには右巻きクォーク q_R を1重項でなく2重項に組まねばならず，後述するような標準模型をこわす．さらにまた，現在のところ実験結果は右巻きカレントの存在に否定的である．ほかは，模型に組み入れるヒッグス粒子を増加して相互作用に相対位相を導入することである．

この模型は，新しいクォークも新しいカレントも導入することなしに，標準模型の枠内で CP の破れを説明できる．しかし，必要最小限のヒッグス粒子で理論を構成するわけでもなく，かつ CP の破れが未知のヒッグス粒子の性質そのものに依存してしまうのが，難点である．

4·3 6個のクォーク模型と CP の破れ

残された可能性は，ヒッグス粒子もカレントも新たに導入せず，その代わりクォークの種類を増加させることである．すなわち，表 1.1 の右欄に示したような第3世代までのクォーク・レプトンによる弱電磁相互作用を考える．レプトン部分については，式（4.2）のレプトンカレントにτレプトンの寄与$\bar{\tau}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu_\tau$ を加えればよい．クォークについては多少複雑である．カビボカレントの例からわかるように，一般に相互作用項における表示（u, d′）は質

量を対角化する表示（u, d）とは異なるので，以下では，相互作用における表示に ′ をつけて区別しよう．3世代のクォークは，$SU(2)$ の2重項としての

$$\psi_{\mathrm{L}}{}^1=\begin{pmatrix}\mathrm{u}'\\ \mathrm{d}'\end{pmatrix}_{\mathrm{L}},\qquad \psi_{\mathrm{L}}{}^2=\begin{pmatrix}\mathrm{c}'\\ \mathrm{s}'\end{pmatrix}_{\mathrm{L}},\qquad \psi_{\mathrm{L}}{}^3=\begin{pmatrix}\mathrm{t}'\\ \mathrm{b}'\end{pmatrix}_{\mathrm{L}} \tag{4.8 a}$$

と，1重項としての

$$\mathrm{u_R}',\quad \mathrm{d_R}',\quad \mathrm{c_R}',\quad \mathrm{s_R}',\quad \mathrm{t_R}',\quad \mathrm{b_R}' \tag{4.8 b}$$

とに分類される．このとき，ワインバーグ-サラム理論でのゲージ結合は，2つのゲージ群 $SU(2)$ と $U(1)$ の結合定数 g, g' でもって

$$\mathscr{L}=\sum_{i=1}^{3}\bar{\psi}_{\mathrm{L}}{}^i i\gamma^\mu\left(\partial_\mu-ig\vec{\boldsymbol{W}}_\mu\cdot\frac{1}{2}\vec{\boldsymbol{\tau}}-i\frac{g'}{2}B_\mu Y\right)\psi_{\mathrm{L}}{}^i+\sum_{q=u,d,\cdots,b}\bar{q}_{\mathrm{R}}{}' i\gamma^\mu$$
$$\times\left(\partial_\mu-i\frac{g'}{2}B_\mu Y\right)q_{\mathrm{R}}{}'-\frac{1}{4}(\partial_\mu\vec{\boldsymbol{W}}_\nu-\partial_\nu\vec{\boldsymbol{W}}_\mu+g\vec{\boldsymbol{W}}_\mu\times\vec{\boldsymbol{W}}_\nu)^2-\frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu-\partial_\nu B_\mu)^2 \tag{4.9}$$

と書ける．ここで，$W_\mu{}^i$ $(i=1,2,3)$ は $SU(2)$ の正則表現である3重項の非アーベル的ゲージ場，$\frac{1}{2}\vec{\boldsymbol{\tau}}$（$\vec{\tau}$ はパウリ・スピン行列）は生成演算子である．B_μ は $U(1)$ のアーベル的ゲージ場，Y はその生成演算子である．式（4.9）の最後の2項は順に $W_\mu{}^i$ と B_μ の非アーベル的ゲージ場の自己相互作用を含む運動エネルギーを表す．

クォーク・レプトンの電荷 Q は，西島-ゲルマンの規則

$$Q=\frac{1}{2}\tau_3+\frac{Y}{2}$$

に従うので，2重項 ψ_{L} は $Y=1/3$，1重項のうち $\mathrm{u_R}'$，$\mathrm{c_R}'$，$\mathrm{t_R}'$ は $Y=4/3$，$\mathrm{d_R}'$，$\mathrm{s_R}'$，$\mathrm{b_R}'$ は $Y=-2/3$ である．荷電ゲージ粒子について，$W_\mu{}^{\pm}=(W_\mu{}^1\pm iW_\mu{}^2)/\sqrt{2}$ を定義し，中性ゲージ粒子について，直交変換

$$\left.\begin{aligned}Z_\mu&\equiv\cos\theta_{\mathrm{W}}W_\mu{}^3-\sin\theta_{\mathrm{W}}B_\mu\\ A_\mu&\equiv\sin\theta_{\mathrm{W}}W_\mu{}^3+\cos\theta_{\mathrm{W}}B_\mu\\ \cos\theta_{\mathrm{W}}&\equiv g/\sqrt{g^2+g'^2}\end{aligned}\right\} \tag{4.10}$$

を施せば，ラグランジュ関数（4.9）は

$$\mathscr{L}=\sum_{q'=u',d',\cdots,b'}\bar{q}'i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}q'-\frac{1}{2}|\partial_{\mu}W_{\nu}{}^{+}-\partial_{\nu}W_{\mu}{}^{+}|^{2}-\frac{1}{4}(\partial_{\mu}Z_{\nu}-\partial_{\nu}Z_{\mu})^{2}$$
$$-\frac{1}{4}(\partial_{\mu}A_{\nu}-\partial_{\nu}A_{\mu})^{2}+\frac{g}{2\sqrt{2}}(j_{\mu}{}^{(+)}W^{-}+\text{h. c.})+\frac{g}{2\cos\theta_{W}}j_{\mu}{}^{(0)}Z_{\mu}$$
$$+ej_{\mu}{}^{em}A_{\mu}\quad+\ (\text{ゲージ場の自己相互作用})\qquad(4.11)$$

となる．ここで，$\tau^{+}=(\tau_1+i\tau_2)/\sqrt{2}$ として，各カレントは

$$\left.\begin{aligned}
j_{\mu}{}^{(+)}&=2\sqrt{2}\sum_{i=1}^{3}\bar{\psi}_{L}{}^{i}\gamma_{\mu}\frac{1}{2}\tau^{+}\psi_{L}{}^{i}\\
&=2[\bar{u}_{L}'\gamma_{\mu}d_{L}'+\bar{c}_{L}'\gamma_{\mu}s_{L}'+\bar{t}_{L}'\gamma_{\mu}b_{L}']\\
j_{\mu}{}^{(0)}&=2j_{\mu}{}^{3}-2\sin^{2}\theta_{W}\,j_{\mu}{}^{em}\\
&=\sum_{q_{L}'=u_{L}',c_{L}',t_{L}'}\bar{q}_{L}'\gamma_{\mu}q_{L}'-\sum_{q_{L}'=d_{L}',s_{L}',b_{L}'}\bar{q}_{L}'\gamma_{\mu}q_{L}'\\
&\quad-2\sin^{2}\theta_{W}\sum_{q'=u',d',\cdots,b'}Q_{q}\bar{q}'\gamma_{\mu}q'\\
j_{\mu}{}^{em}&=\sum_{q'=u',d',\cdots,b'}Q_{q}\bar{q}'\gamma_{\mu}q'
\end{aligned}\right\}\qquad(4.12)$$

と書かれ，電磁相互作用の結合定数は

$$e=gg'/\sqrt{g^{2}+g'^{2}}\qquad(4.13)$$

である．ラグランジュ関数（4.11）の第1項から4項までは，順にクォーク，$W^{\pm}$，Z^{0} と電磁場 A_{μ} の運動エネルギー，第5項から7項までは，荷電カレントと $W^{\pm}$，中性カレントと Z^{0}，電流と A_{μ} の相互作用である．ここで注意したいのは，理論が荷電カレントと同程度の結合定数をもち，フレーバーについて対角的な**中性カレントの存在**を予言していることである．

これまではクォークやゲージ粒子の質量は0としてきた．これはラグランジュ関数（4.9）がゲージ対称性を保つために必要であった．ワインバーグ-サラム理論では，ゲージ対称性やくりこみ可能性を損うことなくクォーク・レプトンやゲージ粒子に有限の質量を与えられる．以下では質量生成の機構を簡単に説明しよう．これはゲージ粒子である質量0の光子が超伝導体中ではあたかも有限質量の粒子の如く振舞う現象を相対論的に一般化したもので，**ヒッグス機構**と呼ばれる．ラグランジュ関数のもつ連続的対称性が，非対称的真空状態を

とることによって自発的に破られている場合，質量0の南部-ゴールドストーン粒子が現れる（ゴールドストーンの定理）[28]．このときゲージ場が共存していると，ゴールドストーン粒子はゲージ場の縦成分に吸収され，その結果，ゲージ粒子は有限の質量を得る（ヒッグス機構）[29]．

以下では，物質場としてはクォークを考え，煩雑さを避けるため

$$\mathrm{u}=U_1,\quad \mathrm{c}=U_2,\quad \mathrm{t}=U_3$$
$$\mathrm{d}=D_1,\quad \mathrm{s}=D_2,\quad \mathrm{b}=D_3$$

と書くことにする．ワインバーグ-サラム理論では，ヒッグス・スカラー場として $SU(2)$ 2重項

$$\Phi=\begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix},\qquad Y=1$$

とその共役

$$\tilde{\Phi}=i\tau_2\Phi^*=\begin{pmatrix}\phi^{0*}\\ -\phi^{+*}\end{pmatrix},\qquad Y=-1$$

を導入し，$SU(2)\times U(1)$ 不変なラグランジュ関数

$$\mathscr{L}_\Phi=\left|\left(\partial_\mu-i\frac{g}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu-i\frac{g'}{2}YB_\mu\right)\Phi\right|^2$$
$$-\frac{\sqrt{2}}{v}\{\sum_i\sum_j M_{ij}{}^{(U)}\overline{U}_{i\mathrm{L}}{}'\Phi U_{j\mathrm{R}}{}'$$
$$+\sum_i\sum_j M_{ij}{}^{(D)}\overline{D}_{i\mathrm{L}}{}'\tilde{\Phi}D_{j\mathrm{R}}{}'+\mathrm{h.\,c.}\}$$
$$-\lambda\left(|\Phi|^2-\frac{v^2}{2}\right)^2,\qquad \lambda>0 \tag{4.14}$$

を考える．クォークはヒッグス場と湯川型相互作用をするが，後の都合のため結合定数を $\sqrt{2}\,M_{ij}/v$ とした．最後のポテンシャル項は図 4.1 のようになるので，系の最低エネルギー状態 $|0\rangle$ は0で

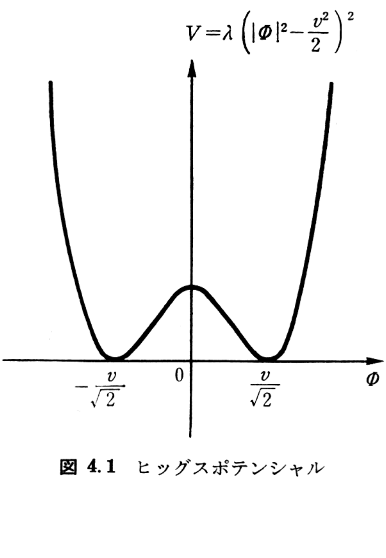


図 4.1　ヒッグスポテンシャル

ない真空期待値

$$\langle 0|\Phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

によって定められる．このとき，微小振動 χ_i, φ

$$\Phi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \chi_1(x) + i\chi_2(x) \\ v + \varphi(x) + i\chi_3(x) \end{pmatrix}$$

に対して系は安定となる（**自発的対称性の破れ**）．

式（4.14）はゲージ対称性をもつので，余分な自由度はゲージ条件で消去可能である．例えば，ユニタリー・ゲージでは，$\chi_1 = \chi_2 = \chi_3 = 0$ となり，変換（4.10）を使って Z^0, A で書き換えると，式（4.13）は

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_\Phi &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{1}{2}(2\lambda v^2)\varphi^2 \\ &\quad + M_{\mathrm{W}}^2 |W_\mu{}^+|^2 + \frac{1}{2} M_{\mathrm{Z}}^2 (Z_\mu)^2 \\ &\quad - \{\sum_i \sum_j \overline{U}_{i\mathrm{L}}{}' M_{ij}{}^{(U)} U_{j\mathrm{R}}{}' + \sum_i \sum_j \overline{D}_{i\mathrm{L}}{}' M_{ij}{}^{(D)} D_{j\mathrm{R}}{}' + \mathrm{h.c.}\} \\ &\quad + \text{（場の3次以上の項）} \end{aligned} \tag{4.15}$$

となる．このヒッグス機構により，電磁場 A_μ は質量のないまま残るが，他の粒子は質量をもつようになる．$\mathrm{W}^\pm$ と Z^0 の質量は

$$M_{\mathrm{W}} = \frac{1}{2} g v, \qquad M_{\mathrm{Z}} = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}\, v \tag{4.16}$$

となる．理論の中のパラメターは g, g', v と λ である．前の3個の間には2つの関係式が成立する．一つは電荷の定義式（4.13）であり，他は荷電カレントの寄与する μ 崩壊を考えることによって得られる．式（4.11）で $j_\mu{}^{(+)}$ の代わりにレプトンカレント（4.2）を考え，μ 崩壊振幅を計算すると，W 粒子の運ぶ運動量は M_{W} に比べて無視できるので，伝播関数を $g_{\mu\nu}/M_{\mathrm{W}}^2$ で近似して

$$\left(\frac{g}{2\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{M_{\mathrm{W}}^2}\, \bar{\mathrm{e}}\gamma_\mu (1-\gamma_5)\nu_{\mathrm{e}} \cdot \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1-\gamma_5)\mu$$

となる．この係数を式（4.1）のラグランジュ関数と比較して

表 4.1

	UA 1	UA 2
M_W (GeV)	$83.1^{+1.3}_{-0.8}\pm3$	$81.2\pm1.1\pm1.3$
	(86例)	(119例)
M_Z (GeV)	$93.0\pm1.6\pm3$	$92.5\pm1.3\pm1.5$
	(15例)	(13例)
$\sin^2\theta_W$	0.202 ± 0.036	0.229 ± 0.030
	加重平均　0.218 ± 0.023	
	(質量値の誤差は，順に統計誤差，システィマテック誤差を表す)	

$$\frac{1}{2v^2}\approx G/\sqrt{2}$$

を得る．したがって，g, g', v の間に1個の未定数を含むが，それを通常，式 (4.10) の混合角 θ_W に選ぶ．この角はワインバーグ角といわれ，この理論の枠内では決定できない．高次の摂動からの寄与を考えなければ，式 (4.16) から

$$M_W{}^2=\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}\sin^2\theta_W G}=\left[\frac{3.73\,\text{GeV}}{\sin\theta_W}\right]^2$$

$$M_Z=M_W/\cos\theta_W$$

となる．表 4.1 に CERN $\bar{\text{p}}$p 衝突型加速器実験によって得られた W と Z の質量と θ_W の値を[30]，図 4.2 にニュートリノ実験によって得られた $\sin^2\theta_W$ の値のとりうる領域をパラメター $\rho=M_W{}^2/M_Z{}^2\cos^2\theta_W$ の値とともに示しておく[31]．ヒッグス粒子質量は $\sqrt{2\lambda v^2}$ であるが，未知の結合定数 λ を含むため，その値は決められない．

さて，クォーク質量は湯川結合定数とヒッグス真空期待値の積である複素行列 $M_{ij}{}^{(U)}$, $M_{ij}{}^{(D)}$ を対角化して得られる．例えば，$M_{ij}{}^{(U)}$ については，行列 $\boldsymbol{M}^{(U)\dagger}\boldsymbol{M}^{(U)}$ はエルミートであるからユニタリー行列 $\boldsymbol{A}_R$ で対角化でき，その形は $\boldsymbol{A}_R\boldsymbol{M}^{(U)\dagger}\boldsymbol{M}^{(U)}\boldsymbol{A}_R{}^\dagger=\text{diag}\,(m_1{}^{(U)2},\ m_2{}^{(U)2},\ m_3{}^{(U)2})$ でなければならない．これはもう一つ別のユニタリー行列 $\boldsymbol{A}_L$ を使えば $(\boldsymbol{A}_L\boldsymbol{M}^{(U)}\boldsymbol{A}_R{}^\dagger)^\dagger(\boldsymbol{A}_L\boldsymbol{M}^{(U)}\boldsymbol{A}_R{}^\dagger)=[\text{diag}\,(m_1{}^{(U)},\ m_2{}^{(U)},\ m_3{}^{(U)})]^2$ と書けるので，$\boldsymbol{A}_R$, $\boldsymbol{A}_L$ の位相を選べれば，$\boldsymbol{M}^{(U)}$ が

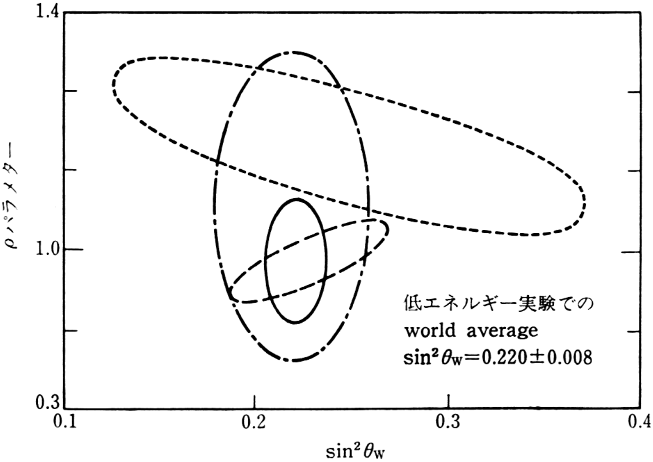


図 4.2 中性カレントパラメター
点線：$e^+e^-\to\mu^+\mu^-$，一点鎖線：$\nu_\mu e$ 散乱，破線：ν 深部非弾性散乱，
実線：W, Z 質量

$$\boldsymbol{A}_L\boldsymbol{M}^{(U)}\boldsymbol{A}_R{}^\dagger=\mathrm{diag}\,(m_1{}^{(U)},\ m_2{}^{(U)},\ m_3{}^{(U)})$$

と対角化できる．これを双ユニタリー変換という．$M_{ij}{}^{(D)}$ についても同様に2つのユニタリー行列 $\boldsymbol{B}_R$, $\boldsymbol{B}_L$ を使って

$$\boldsymbol{B}_L\boldsymbol{M}^{(D)}\boldsymbol{B}_R{}^\dagger=\mathrm{diag}\,(m_1{}^{(D)},\ m_2{}^{(D)},\ m_3{}^{(D)})$$

と対角化できる．そこで，新しいクォーク場として

$$\left.\begin{aligned} U_{iL}&=\sum_j A_{Lij}U_{jL}', \qquad U_{iR}=\sum_j A_{Rij}U_{jR}' \\ D_{iL}&=\sum_j B_{Lij}U_{jL}', \qquad D_{iR}=\sum_j B_{Rij}U_{jR}' \end{aligned}\right\} \tag{4.17}$$

を定義すれば，式 (4.13) のクォーク質量項は，$(\bar{q}_Lq_R+\mathrm{h.c.})=\bar{q}q$ に注意して

$$-\sum_i\,(m_i{}^{(U)}\overline{U}_iU_i+m_i{}^{(D)}\overline{D}_iD_i)$$
$$=-(m_u\,\bar{u}u+m_c\,\bar{c}c+m_t\,\bar{t}t+m_d\,\bar{d}d+m_s\,\bar{s}s+m_b\,\bar{b}b)$$

となる．つまり，式 (4.17) が質量対角化表示であり，例えば，J/Ψ などの新粒子発見によって観測された決まった質量値をもつクォーク場を表している．

ところが，ゲージ粒子と結合するカレントは弱相互作用対角化表示の U_i', D_i' で書かれている．そこで，式 (4.17) を使って U_i, D_i で書き直せば，荷

電カレントについては

$$j_\mu^{(+)}=\sum_{i,j}\overline{U}_{iL}\gamma_\mu(A_L B_L^\dagger)_{ij}D_{jL} \tag{4.18 a}$$

と変化するが，中性カレントと電流については A_L, A_R, B_L, B_R がすべてユニタリー行列であることから

$$\left.\begin{aligned} j_\mu^{(0)}&=\sum_i \overline{U}_{iL}\gamma_\mu U_{iL}-\sum_i \overline{D}_{iL}\gamma_\mu D_{iL}-2\sin^2\theta_W j_\mu^{em} \\ &=\sum_{q=u,c,t}\bar{q}_L\gamma_\mu q_L-\sum_{q=d,s,b}\bar{q}_L\gamma_\mu q_L-2\sin^2\theta_W j_\mu^{em}\end{aligned}\right\} \tag{4.18 b}$$

$$\left.\begin{aligned} j_\mu^{em}&=\frac{2}{3}\sum_i \overline{U}_i\gamma_\mu U_i-\frac{1}{3}\sum_i \overline{D}_i\gamma_\mu D_i \\ &=\sum_{q=u,\cdots,b} Q_q\bar{q}\gamma_\mu q\end{aligned}\right\} \tag{4.18 c}$$

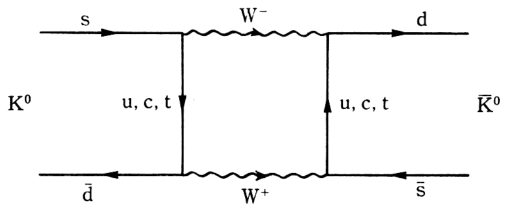


図 4.3　6元クォークモデルの GIM 相殺機構

と変化しない．式 (4.18 a) から，荷電カレントではユニタリー行列 $\boldsymbol{V}\equiv\boldsymbol{A}_L\boldsymbol{B}_L^\dagger$ が介在しているため，世代間の混合が起こる．3世代クォークでは $\boldsymbol{V}$ は (3×3) ユニタリー行列である．これはカビボカレントの式 (4.6), (4.7) の拡張になっており，3世代の場合の GIM 機構である．

4·4　小林-益川行列

一般に ($N\times N$) ユニタリー行列は N^2 の実パラメターで表現できる．その場合には $2N$ 個のクォーク場があるので全体に共通な位相を除いた ($2N-1$) 個はクォーク場の再定義に吸収でき，残りのパラメター数は $(N-1)^2$ である．これは ($N\times N$) 直交行列の回転角 $N(N-1)/2$ と $(N-1)(N-2)/2$ の位相因子にとれる．2世代の四元理論では $N=2$ のため位相因子がカレントに入る余地がなく，CP は破れない．したがって，(V-A) 理論の標準模型で CP を破るためには少なくとも $N=3$ でなければならない．クォークとして (u, d, s)

の存在しか知られていないうち，すでにこのことを指摘していたのが，小林-益川理論であった[12]．

6種クォーク模型では $N=3$ だからユニタリー行列 $\boldsymbol{V}$ は3個の回転角と1個の位相因子で表現できる．順に1軸，3軸，1軸の順に $-\theta_3$，θ_1，θ_2 だけ回転し，その間に位相因子 $e^{i\delta}$ を挿入すると，$\boldsymbol{V}$ は

$$\boldsymbol{V}=\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & c_2 & -s_2\\ 0 & s_2 & c_2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c_1 & -s_1 & 0\\ s_1 & c_1 & 0\\ 0 & 0 & 1\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & & 0\\ & 1 & \\ 0 & & -e^{i\delta}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & c_3 & s_3\\ 0 & -s_3 & c_3\end{pmatrix}$$

$$=\begin{pmatrix}c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3\\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta}\\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta}\end{pmatrix} \tag{4.19}$$

のようにパラメトライズできる．ここで $c_i=\cos\theta_i$，$s_i=\sin\theta_i$ $(i=1, 2, 3)$ である．これが，**小林-益川混合行列（K-M 行列）**といわれているものである．式（4.19）から，この理論では，CP の破れは必ず $\sin\delta$ に比例していることがわかる．荷電カレント相互作用では行列 $\boldsymbol{V}$ のため世代間の遷移が起こる．この場合，カビボカレントの例に従って，通常は U_i をそのままにし，D_i が混合した表示がとられる．後の都合のために，$V_{11}=V_{\mathrm{ud}}$，$V_{12}=V_{\mathrm{us}}$，…，$V_{33}=V_{\mathrm{tb}}$ と書けば，D_i が混合した表示は

$$\begin{pmatrix}\tilde{d}\\ \tilde{s}\\ \tilde{b}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{ub}}\\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{cb}}\\ V_{\mathrm{td}} & V_{\mathrm{ts}} & V_{\mathrm{tb}}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}d\\ s\\ b\end{pmatrix} \tag{4.20}$$

となり，荷電カレントは

$$j_\mu^{(+)}=\bar{u}_{\mathrm{L}}\gamma_\mu\tilde{d}_{\mathrm{L}}+\bar{c}_{\mathrm{L}}\gamma_\mu\tilde{s}_{\mathrm{L}}+\bar{t}_{\mathrm{L}}\gamma_\mu\tilde{b}_{\mathrm{L}}$$

と書ける．

K-M 行列の表現には別の選び方も使われている．$\theta_2=\theta_3=0$ のとき，式（4.19）は $\tilde{d}=\cos\theta_1 d-\sin\theta_1 s$ を与えるので，$\theta_1=-\theta_c$ とすれば，この場合 $\bar{u}_{\mathrm{L}}\gamma_\mu\tilde{d}_{\mathrm{L}}$ はカビボカレントになる．また，位相も $\delta\to\delta+\pi$ とする選び方も

あり，文献によりこれら選択法の組み合わせが採用されているので，注意が必要である．それらとは別に，マイアニ（Maiani）の選び方

$$
V=\begin{pmatrix} c_\beta c_\theta & c_\beta s_\theta & s_\theta \\ -s_\gamma c_\theta s_\beta\,e^{i\delta'}-s_\theta c_\gamma & c_\gamma c_\theta-s_\gamma s_\beta s_\theta\,e^{i\delta'} & s_\gamma c_\beta\,e^{i\delta'} \\ -s_\beta c_\gamma c_\theta+s_\gamma s_\theta\,e^{i\delta'} & -c_\gamma s_\beta s_\theta-s_\gamma c_\theta\,e^{i\delta'} & c_\gamma c_\beta \end{pmatrix}
$$

がある．ここで $c_\beta=\cos\beta$ などである．これは $\beta=\gamma=0$ のとき $\theta=\theta_c$ となる表示である．いずれにしても，物理量を記述するにはパラメターの選び方の違いには依存しない．

4·5　実験との比較

小林-益川行列の各要素は，荷電カレントの関係する独立な弱過程を解析することで原理的には決定できる．そうはいうものの，実験的制約からすべてにわたって満足のいく値が得られているわけではなく，特に c, b, t クォークの関係する実験値はまだ不確定要素を含む．以下に実験値の現状を簡単に紹介する．

（1）　$|V_{ud}|$

この値は最も高い精度で求められている．図 4.4 からわかるように，中性子崩壊とミューオンの β 崩壊を比較して

$$
|V_{ud}|=\begin{cases} 0.9737\pm0.0025^{32)} \\ 0.9730\pm0.0024^{33)} \end{cases} \tag{4.21}
$$

と与えられている．

（2）　$|V_{us}|$

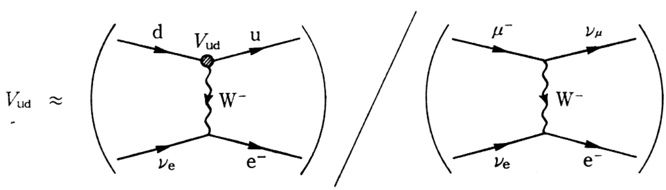


図 4.4

2つの決め方がある．（1）と同様に，例えば $K^- \to \pi^0 l^- \bar{\nu}_e$ など荷電K中間子のセミ・レプトン崩壊を用いる方法とハイペロンの非レプトン崩壊を用いる方法とである．これらの分析には，$SU(3)$ 対称性の破れ効果，結合様式を決めるパラメターの F/D 値，形状因子効果などの評価が必要とされるが，結果は次のようなものである．

$$|V_{us}| = \begin{cases} 0.219 \pm 0.011^{32)} \\ 0.227 \pm 0.016^{33)} \\ 0.231 \pm 0.003^{34)} \end{cases} \tag{4.22}$$

（3）　$|V_{cd}|$

高エネルギー・ニュートリノ線を核子に照射して，チャーム粒子を生成する過程から決められる．この素過程は，$\nu_e + d \to l + c$ であり，核子中の d クォーク分布の知識を使って，CDHS 実験グループは

$$|V_{cd}| = 0.24 \pm 0.03 \tag{4.23}$$

を得ている[35]．

（4）　$|V_{cb}|$ と $|V_{ub}|/|V_{cb}|$

これらを決定する最も良い方法は B ボソン（$b\bar{u}$, $b\bar{d}$ など）のセミ・レプトン包含崩壊過程 $B \to l\bar{\nu}_l$ anything を調べることである．この崩壊幅は，QCD の最低次の修正を考慮して

$$\Gamma(B \to l\bar{\nu}_l X) = \Gamma(b \to c\, l\bar{\nu}_l) + \Gamma(b \to u\, l\bar{\nu}_l) \tag{4.24}$$

$$\Gamma(b \to c\, l\bar{\nu}_l) = |V_{cb}|^2 \frac{G^2 m_b{}^5}{192\pi^3} g\left(\frac{m_c}{m_b}\right)\left[1 - \frac{2}{3}\frac{\alpha_s(m_b{}^2)}{\pi} f\left(\frac{m_c}{m_b}\right)\right]$$

$$\Gamma(b \to u\, l\bar{\nu}_l) = |V_{ub}|^2 \frac{G^2 m_b{}^5}{192\pi^3} g\left(\frac{m_u}{m_b}\right)\left[1 - \frac{2}{3}\frac{\alpha_s(m_b{}^2)}{\pi} f\left(\frac{m_u}{m_b}\right)\right]$$

となる[36]．ここで，$g(x) \equiv 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^2 \ln x$ は位相空間因子，$f(x)$ は QCD の修正因子（$f(m_c/m_b) \sim 2.4$, $f(m_u/m_b) \sim 3.61$），$\alpha_s(m_b{}^2) = 0.157 \pm^{0.001}_{0.002}$ は QCD の結合定数である．実験データに関しては，B ボソンの寿命が 0.6×10^{-12} sec $\leq \tau_B \leq 1.4 \times 10^{-12}$ sec の間にあり[37]，分岐比 $BR(B \to l\bar{\nu}_l X) \equiv \Gamma(B \to l\bar{\nu}_l X)/\Gamma_{tot} = (12.0 \pm 0.7 \pm 0.5)\%$ と与えられてい

るので[38)]

$$\Gamma(\mathrm{B}\to l\bar{\nu}_l X)=BR(\mathrm{B}\to l\bar{\nu}_l X)/\tau_{\mathrm{B}} \tag{4.25}$$

が求められる．さらに，崩壊レプトンの実験的スペクトルは高いエネルギー成分が少ないので，その成分に寄与する $\mathrm{b}\to\mathrm{u}\,l\bar{\nu}_l$ の過程が抑制されており

$$\Gamma(\mathrm{b}\to\mathrm{u}\,l\bar{\nu}_l)/\Gamma(\mathrm{b}\to\mathrm{c}\,l\bar{\nu}_l)<0.04\ \ (90\%\ CL) \tag{4.26}$$

とおさえられる[38)]．式（4.24），（4.25），（4.26）を使えば，$4.8\,\mathrm{GeV}\leq m_{\mathrm{b}}\leq 5.2\,\mathrm{GeV}$ として

$$0.036<|V_{\mathrm{cb}}|<0.070 \tag{4.27}$$

$$|V_{\mathrm{ub}}|/|V_{\mathrm{bc}}|<0.14 \tag{4.28}$$

が得られる．行列 $\boldsymbol{V}$ がユニタリーであることを使えば，残りの行列要素の絶対値にも制限がつき，全体として

$$(|V_{ij}|)=\begin{pmatrix} 0.9742\sim0.9756 & 0.219\sim0.225 & 0.\sim0.008 \\ 0.219\sim0.225 & 0.973\sim0.975 & 0.037\sim0.053 \\ 0.002\sim0.018 & 0.036\sim0.052 & 0.9986\sim0.9993 \end{pmatrix} \tag{4.29}$$

となる[39)]．ここで，上記の数値は各行列要素のとりうる可能な領域を示したものであり，各行列要素が独立にその範囲の任意の値をとれるわけではなく，ユニタリー性によって制限を受けることを注意しておく．

（5） 位相 δ

式（4.19）からわかるように，小林-益川理論では CP を破る振幅が因子 $s_3\sin\delta$ を含む．一方，中性K中間子系において，CP を破る効果は２つのパラメター ε（3.6）と ε'（3.11）で表されている．ε の値は $\mathrm{Im}\,m_{21}/(m_L-m_S)$ を計算することによって求められる．この質量行列要素には図 4.3 の箱型ファインマン図が寄与し，QCD の短距離効果のほかに長距離効果も評価しなければならない．したがって，不確定要素が含まれるものの，$|\varepsilon|$ のオーダーとしては

$$|\varepsilon|\sim s_1 s_2 c_2 s_3 \sin\delta \tag{4.30}$$

である．式（3.13）の実験値$\sim10^{-3}$ と式（4.29）の $|V_{ij}|$ の値を考慮すれば，$\theta_2\approx\theta_3\approx\delta\approx0(10^{-1})$ として矛盾しない．

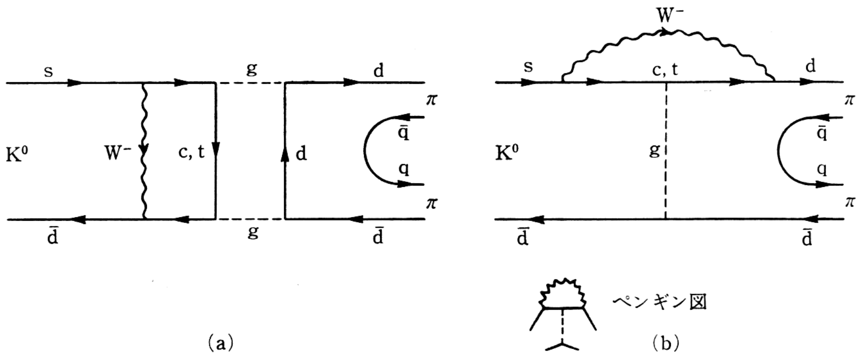


図 4.5　QCD 効果

ε' は遷移行列要素が CP を破る効果を表し，図 4.5 が寄与する．図 4.5 (a) の振幅には，$\bar{c}c$, $\bar{t}t$ がグルーオンを交換して $\bar{d}d$ に変換する，いわゆる大久保-ツワイク-飯塚の抑制規則が働き，$10^{-(1\sim2)}$ の因子がかかる．一方，図 4.5 (b) の振幅には $(m_t/m_W)^2$, $(m_c/m_W)^2$ の因子がかかる．いずれにしても ε よりさらに小さくなるが，最近の分析によれば，$m_t<60\,\mathrm{GeV}$ とすると

$$\varepsilon'/\varepsilon>0.001 \tag{4.31}$$

という結果が与えられている[40]．これは小林-益川理論からの予言であり，近い将来，実験的に検証されることが期待される．

中性子の電気的双極子モーメントも CP を破る（実はPとTを同時に破る）相互作用からの寄与である．以下では，この実験の現状と小林-益川理論の予測について簡単にふれておこう．中性子固有の方向を特徴づけるものは，そのスピン $\vec{\sigma}$ だけである．もし，中性子が静的な電気的双極子能率をもっているとすれば，それはスピンと結合し，ある種の方向性のある電荷分布が与えられることになる．したがって，ここに外部電場 $\vec{E}$ を作用させれば，$\vec{\sigma}\cdot\vec{E}$ 型の相互作用が発生する．$\vec{\sigma}$ は磁気モーメントと同様に変換するので，C, P, T 変換に際し，-1, 1, -1 となる．$\vec{E}=-\vec{\nabla}\phi$（$\phi$ はスカラー・ポテンシャル）なので，電場は順に -1, -1, 1 となる．したがって，中性子の電気的双極子モーメントによる相互作用は C, P, T 変換に対して 1, -1, -1 と変換し，Pと

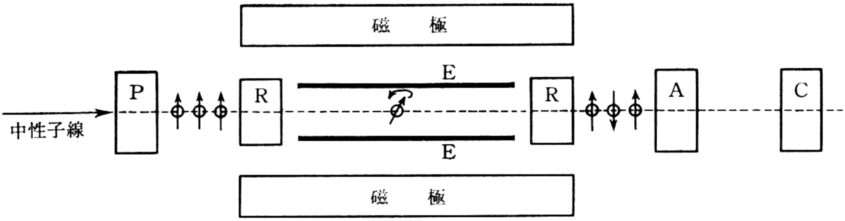


図 4.6　中性子の電気的双極子能率測定実験

Tを同時に破っている.

電気的双極子能率を実験的に求めるには，磁気共鳴スペクトロメータが使われる. 図 4.6 に示すように，原子炉から冷えた中性子ビームを取り出し，ポーラライザー (P) でスピンを進行方向の横向き (図の縦方向) に偏極させ，横向きの一様な磁場 $\vec{B}$ 中に導く. スピンは磁場のため，ラーモア振動数 $\nu_L = \mu B/\hbar$ で歳差運動する. 磁場領域の入口と出口に RF コイルを置き，振動数を磁気共鳴振動数 $\nu_R = \nu_L$ に調整すると，スピンがフリップして偏極率が変化する. アナライザー (A) を通過したビームの測定器 (C) からこの変化を知り，磁気共鳴振動数 ν_R が求められる. 電気的双極子能率は，図示するように，この装置に電極 (E) を組み込み，電場をかけた場合とかけない場合との ν_R の変化から求められる. 結果は磁気能率～10^{-14} e cm に対し，電気的双極子能率はその 10^{-10} 以下である. 最近までの実験の平均的上限値として

$$d_n^e \sim (2.3 \pm 2.3) \times 10^{-25} \text{ e cm}$$

が得られている[25].

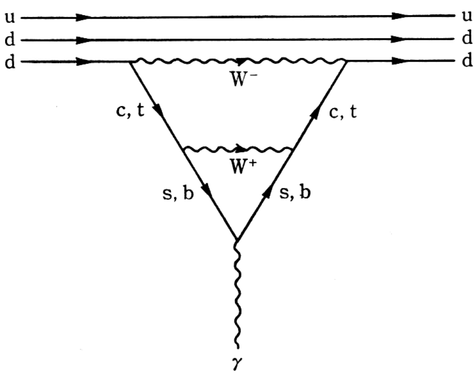


図 4.7　d_n^e に寄与するクォーク図

小林-益川理論では図 4.7 の過程が寄与する. 混合角の値として式 (4.30) を使うと，中性子の電気的双極子能率は

$$d_n^e \sim 10^{-32} \text{ e cm}$$

となる．この値は実験値の上限とは矛盾はしないが，かなり小さい．精度を高くした実験の行われることが望まれる．

5章　おわりに

CP の破れは，最近の素粒子物理学で再び注目を集めてきている．その理由のひとつは，宇宙論に関係しており，いわゆるバリオン非対称性を引き起こす原因としてである．ビッグバン宇宙論において，10^{13} K 以上の初期宇宙のバリオン数がゼロ，つまりバリオン数と反バリオン数について宇宙全体が中性であったとすれば，現在のようなバリオン数と光子数の比が 10^{-8} から 10^{-10} という，ほとんど正物質のみから構成されている宇宙の存在を考えることは困難である．

しかしながら，もしそうであったとしても，大統一理論に基づいて宇宙進化を分析し，もっともらしい CP の破れを仮定しさえすれば，このきわめて小さな観測値を説明することができる．もうひとつの理由が小林-益川理論と関係しており，新しいクォーク c, b, t が発見されたことによる．つまり，中性K中間子系 ($s\bar{d}$, $\bar{s}d$) に観測されている CP の破れが，それと類似した中性のD中間子系 ($c\bar{u}$, $\bar{c}u$) やB中間子系 ($b\bar{d}$, $\bar{b}d$) にも現れていることが期待されるからである．

そうはいうものの，現在までに観測されている CP の破れは中性K中間子系の崩壊現象だけであり，この状態はしばらくの間継続するものと思われる．残念ながら現在の実験装置を使って，K^0 系で行われている精度でもって D^0 や B^0 系の崩壊過程を分析するのは到底不可能である．中性D中間子系では，D^0 と $\bar{D}^0$ に共通する崩壊様式はカビボ抑制型 (s_1 因子を含む) であるため，D^0 と $\bar{D}^0$ の混合が小さい．そのため D_S-D_L には K_S-K_L ほどの寿命の差がなく，中性K中間子系と同じ手法で CP の破れを観測することはできない．中性

B中間子系や中性T中間子系（tū, t̄u）では大きなCPの破れのあることが理論的には期待されている.

§4·2と§4·3に述べたように，ゲージ理論の枠内で，CPの破れを説明する模型は小林-益川理論か2種以上のヒッグス粒子交換模型である. しかし，これらは必ずしも互いに対立する概念ではない. 6種のクォークが存在すればクォークの弱電磁相互作用は必ずK-M行列によって記述される. この意味で，ヒッグス粒子交換でCPが破れているにせよ，その破れ効果を評価するには小林-益川理論を分析の基盤としなければならない. 仮に8種以上のクォークが存在していたとしても，小林-益川理論の基本的枠組みには変わりなく，そのまま拡張できる. しかしその場合，式（4.2）の行列は拡張されたユニタリーK-M行列の部分行列となるため，もはやユニタリー行列ではなくなり，行列要素の値も式（4.29）から変化する.

ヒッグス粒子交換がCPの破れの原因ならば，相互作用はmiliweak（$\sim 10^{-3}$ G）で起こる. この場合，偏極した中性子のβ崩壊やK_{l3}崩壊でもCPの破れ効果が見られるはずである. 特に，中性子の電気的双極子能率について$d_n^e \sim 10^{-24}$ e cmと予言するので，これは現在の実験の上限値である. 一方，小林-益川理論では$d_n^e \sim 10^{-(29\sim30)}$ e cmなので，上限値よりはるかに小さい. しかし，中性K中間子系の崩壊過程のパラメターの比ε'/εに関して小林-益川理論は正の値を予言する. 高い強度のK^0粒子線を使ってこの値を精度よく測定することを目的に，数個所のグループが現在実験を遂行している. 最近得られた結果は

$$\varepsilon'/\varepsilon = \begin{cases} -0.0046 \pm 0.0053 \text{ (statistical)} \pm 0.0024 \text{(systematic)}^{41)} \\ 0.0017 \pm 0.0082^{42)} \end{cases}$$

であり，大きな誤差が含まれ，符号も互いに反対となっている. 絶対値は小林-益川理論の予言（4.31）と矛盾しないが，ヒッグス粒子効果$\varepsilon'/\varepsilon \sim 0.05$とは矛盾している. いずれにしても，この比は両者の違いを決定できる有力な手段なので，実験・理論両面からの精度を上げる努力が期待される.

参考文献

1) J. J. Aubert et al. : *Phys. Rev. Letters*, **33**, 1404 (1974)
J. -E. Augustin et al. : *Phys. Rev. Letters*, **33**, 1406 (1974)

2) カルテット（4元）模型については多くの人たちの仕事がある．クォーク模型出現以後では
M. Gell-Mann : *Phys. Letters*, **8**, 214 (1964)
Y. Hara : *Phys. Rev.*, **134**, B701 (1964)
Z. Maki & Y. Ohnuki : *Prog. Theor. Phys.*, **32**, 144 (1964)
なお，チャーム・クォークと呼んだのは
B. J. Bjorken & S. L. Glashow : *Phys. Letters*, **11**, 255 (1964)

3) G. Goldhaber et al. : *Phys. Rev. Letters*, **37**, 255 (1976)
I. Peruzzi et al. : *Phys. Rev. Letters*, **39**, 1301 (1977)

4) M. Gell-Mann : *Phys. Letters*, **8**, 214 (1964)
G. Zweig : CERN Preprints. TH. 401 (1964); TH. 412 (1965), unpublished.

5) C. N. Yang & R. L. Mills : *Phys. Rev.*, **96**, 191 (1954)

6) R. P. Feynman & M. Gell-Mann : *Phys. Rev.*, **109**, 193 (1958)

7) S. L. Glashow, J. Iliopoulos & L. Maiani : *Phys. Rev.*, **2**, 1285 (1970)

8) S. Weinberg : *Phys. Rev. Letters*, **19**, 1264 (1967)
A. Salam : Proc. Eighth Nobel Symposium (John Wiley and Sons, New York, 1978) p. 367

9) M. Y. Han & Y. Nambu : *Phys. Rev.*, **139**, B1006 (1965)
Y. Nambu : A Systematics of Hadrons in Subnuclear Physics, Preludes in Theoretical Physics, ed. by A. de Shalit et al. (North-Holland, Amsterdam, 1966) p. 133

10) G. t'Hooft : *Nuclear Phys.*, **B35**, 167 (1971)

11) H. Fritzsch, M. Gell-Mann & H. Leutwyler : *Phys. Letters*, **47B**, 365
S. Weinberg : *Phys. Rev. Letters*, **31**, 494 (1973)
漸近的自由については
H. D. Politzer : *Phys. Rev. Letters*, **30**, 1346 (1973)
D. J. Gross & F. Wilczek : *Phys. Rev. Letters*, **30**, 1343 (1973); *Phys. Rev.*,

D8, 3633 (1973)

12) M. Kobayashi & T. Maskawa : *Prog. Theor. Phys.*, **49**, 652 (1972)

13) N. Cabibbo : *Phys. Rev. Letters*, **10**, 531 (1963)

14) D. Gross & R. Jackiw : *Phys. Rev.*, **D6**, 477 (1972)
H. Georgi & S. L. Glashow : *Phys. Rev.*, **D6**, 429 (1972)
C. Bouchiat, J. Iliopoulos & Ph. Meyer : *Phys. Letters*, **38B**, 519 (1972)

15) S. W. Herb et al. : *Phys. Rev. Letters*, **39**, 252 (1977)

16) M. Perl et al. : *Phys. Rev. Letters*, **35**, 1489 (1975) : *Phys. Letters*, **63B**, 466 (1976)
R. Brandelik et al. : *Phys. Letters*, **73B**, 109 (1978)

17) G. Arnison et al. : (UAI Collaboration), *Phys. Lettrs*, **147B**, 493 (1984)

18) E. Wigner : *Göttingen Nachr.*, **31**, 546 (1932)

19) G. Lüders : *Dansk. Mat. Fys. Medd.*, **28**, No5 (1954)

20) W. Pauli : Niels Bohr and the Development of Physics, W. Pauli(ed), Pergamon Press, New York (1955)
これ以前にも，自由場に対する古典的 CPT 不変性は，W. Pauli : *Phys. Rev.*, **58**, 716 (1940) に，量子力学については，J. Schwinger : *Phys. Rev.*, **82**, 914 (1951) に与えられている.

21) T. D. Lee, R. Oehme & C. N. Yang : *Phys. Rev.*, **106**, 340 (1956)

22) J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch & R. Turlay : *Phys. Rev. Letters*, **13**, 138 (1964)

23) M. Gell-Mann & A. Pais : *Phys. Rev.*, **97**, 1387 (1955)

24) V. L. Fitch : *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 367 (1981)
J. W. Cronin : *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 373 (1981)

25) Particle Data Group : *Phys. Letters.*, **170B** (1986)

26) S. Weinberg : *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 515 (1980)
A. Salam : *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 525 (1980)
S. L. Glashow : *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 539 (1980)

27) S. van der Meer : *Rev. Mod. Phys.*, **57**, 689 (1985)
C. Rubbia : *Rev. Mod. Phys.*, **57**, 699 (1985)

28) Y. Nambu & G. Jona-Lasinio : *Phys. Rev.*, **122**, 345 (1961)
J. Goldstone : *Nuovo Cim.*, **19**, 154 (1961)

29) P. W. Higgs : *Phys. Rev.*, **145**, 1156 (1966)
T. W. B. Kibble : *Phys. Rev.*, **155**, 1554 (1967)

30) L. DiLella, 第 12 回高エネルギーレプトン・光子相互作用国際会議録, p. 280 (1985), 京都

31) P. Darrilat, 第22回高エネルギー物理学国際会議録, 第2巻, p. 339 (1984), ライプチッヒ
32) R. E. Shrock & L. L. Wang : *Phys. Rev. Letters*, **41**, 1692 (1978)
33) E. A. Paschos & U. Turke : *Phys. Letters*, **116B**, 360 (1982)
34) M. Bourquin et al. : *Z. Phys.*, **C21**, 27 (1983)
35) H. Abramowicz et al. : *Z. Phys.*, **C15**, 19 (1982)
36) N. Cabibbo & L. Maiani : *Phys. Letters*, **79B**, 109 (1978)
A. Ali & E. Pietarinen : *Nucl. Phys.*, **B154**, 519 (1979)
37) W. Bartel et al. : *JADE, Phys. Letters*, **114B**, 71 (1982)
E. Fernandez et al. : *MAC, Phys. Rev. Letters*, **51**, 1022 (1983)
N. S. Lockyer et al. : *MARK II, Phys. Rev. Letters*, **51**, 1316 (1983)
D. E. Klem et al. : *DELCO, Phys. Rev. Letters*, **53**, 1873 (1984)
M. Althoff et al. : *TASSO, Phys. Letters*, **149B**, 524 (1984)
J. P. Albanese et al. : *WA 75, Phys. Letters*, **158B**, 186 (1985)
38) A. Chen et al. : *CLEO, Phys. Rev. Letters*, **52**, 1084 (1984)
39) F. J. Gilman & K. Kleinknecht, 文献 25), p. 74
40) G. C. Branco, A. J. Buras & J. M. Gerad : MPI-PAE PTh 4/85
41) Chicago-Stanford-Saclay, FNAL Exp. # 617
42) Brookhaven-Yale, BNL Exp. # 749